217 317

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME VII. AVRIL 1952. N° 28.

Tome VII | Avril 1952 | N° 28

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (L. C. C.)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 10, rue Carducci, Paris (19e).

ÉTUDE SUR LE MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ

PAR P. FECHNER.

PREMIÈRE PARTIE

SOMMAIRE. — *On considère le cas du magnétron fonctionnant à l'état bloqué, c'est-à-dire que la valeur du champ magnétique continu est très supérieure à la valeur du champ de coupure. Les électrons de la charge d'espace ont, lorsqu'ils sont écartés de leur position d'équilibre, la possibilité d'osciller à une fréquence double de la fréquence de Larmor. Si l'on fait pénétrer une onde électromagnétique à l'intérieur de l'espace interélectrodes, les électrons qui y circulent vont alors être animés d'un mouvement oscillatoire de haute fréquence. L'amplitude de ce mouvement peut devenir très grande lorsque la fréquence d'oscillation des électrons devient égale à la fréquence de l'onde incidente; en effet, un phénomène de résonance électronique prend alors naissance.*

Dans la première partie, l'auteur rappelle tout d'abord les différentes théories concernant la charge d'espace, du magnétron à l'état bloqué, notamment la théorie de M. L. Brillouin, qui conclut à une densité de charge d'espace sensiblement constante autour de la cathode jusqu'à un certain rayon critique, dont la valeur est celle donnée par la formule de Hull. La théorie de Page et Adam est également examinée; Elle conclut à une densité de charge d'espace qui devient infinie pour une certaine valeur du rayon égale encore à celle donnée par la formule de Hull.

La question de la répartition statique de la densité de la charge d'espace est ensuite traitée. La théorie montre que, lorsque l'on considère le cas des électrons émis avec des vitesses quelconques, obéissant aux lois de la statistique, la densité des électrons atteint une valeur maxima à une certaine distance de la cathode, qui dépend de la tension anodique. La structure de la charge d'espace est alors celle d'un anneau de très forte densité électronique, tournant autour de la cathode et formé par la presque totalité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes. C'est là la conclusion fondamentale de la théorie. C. D. U. : 621.396.615.141.2.

SUMMARY. — *The case of the magnetron operating in the cut-off state is considered, i. e. the constant magnetic field is much stronger than its cut-off value. The space charge electrons, when disturbed from their condition of equilibrium, have the possibility of oscillating at double the Larmor frequency. If an electromagnetic wave is introduced into the inter-electrode space, the electrons describing circular orbits within it have a high frequency oscillatory motion imposed upon them. The amplitude of this motion may become very great when the electron oscillation frequency becomes equal to the frequency of the incident wave; in fact, an electronic resonance phenomenon will then take place.*

The author, in this first part, deals with the various theories of space charge in the cut-off magnetron and, in particular, with that of Mr L. Brillouin, who arrived at a charge density which was appreciably constant around the cathode up to a certain critical radius, the value of which is given by Hull's formula. The Page and Adam theory is also examined; it arrives at a charge density which becomes infinite for a particular radius value equal also to the one given in the Hull's formula.

The question of the static charge density distribution is then treated. The theory shows that, in the case of electrons emitted with velocities obeying the laws of statistics, the electronic density attains a maximum value at a certain distance from the cathode, this distance depending upon the anode voltage. The space charge distribution is then annular and of very high electronic density, rotating around the cathode and incorporating the near totality of the electrons circulating in the inter-electrode space. This is the fundamental conclusion of the theory. U. D. C. : 621.396.615.141.2.

Un magnétron est une lampe constituée par une anode et une cathode concentriques. Placée dans un champ magnétique parallèle à l'axe de la cathode, elle peut produire des oscillations de haute fréquence lorsque l'on crée entre ses électrodes, une différence de potentiel.

Actuellement, le magnétron est surtout connu dans la technique du radar, où il sert comme tube émetteur de grande puissance. On utilise des magnétrons multicavités dont les circuits ont un grand coefficient de surtension. La seule fonction envisagée tout d'abord pour le magnétron fut la la fonction oscillatrice.

Ce n'est qu'après la guerre que l'on commença les recherches dans le but d'utiliser d'une façon différente les propriétés de la charge d'espace des magnétrons. On sait qu'un électron, circulant sous l'action d'une force électrique radiale, et placé dans un champ magnétique perpendiculaire à son mouvement, peut lorsqu'il est écarté de sa position d'équilibre, osciller librement. Sa fréquence d'oscillation est alors le double de celle indiquée dans la théorie de Larmor et égale à

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{m} H \qquad (H \text{ et } e \text{ en u. e. m.}),$$

H représente l'intensité du champ magnétique, e la charge d'un électron et m sa masse.

Si l'on fait pénétrer dans le magnétron, une onde électromagnétique incidente, les électrons circulant dans l'espace interélectrodes décrivent autour de leur position d'équilibre des mouvements oscillatoires de haute fréquence. Lorsque pour une certaine valeur du champ magnétique la fréquence d'oscillation des électrons devient égale à la fréquence de l'onde incidente, les électrons de la charge d'espace entrent en résonance avec cette onde et prennent alors des mouvements de grande amplitude. On a ainsi été amené à considérer le magnétron non plus comme un générateur d'oscillations de haute fréquence, mais plutôt comme un organe récepteur. L'étude des propriétés du magnétron fonctionnant dans ces conditions, fait l'objet du présent exposé.

Pour une onde de fréquence déterminée, le champ magnétique ayant la valeur du champ de résonance, l'impédance en haute fréquence du magnétron varie notablement en fonction de la tension interélectrodes. Cette propriété peut être utilisée, lorsque l'on veut modifier sans inertie, le taux de transmission d'une onde guidée, l'obstacle d'impédance variable étant constitué par le magnétron et son système de couplage. C'est ainsi que fut conçue une fonction nouvelle du magnétron : la fonction modulatrice.

Ainsi les électrons, sous l'effet d'un champ électromagnétique incident, peuvent prendre des mouvements oscillatoires importants. Il en résulte qu'un certain nombre d'électrons qui normalement auraient atteint l'anode, sont accélérés et rejetés vers la cathode. Le débit anodique du magnétron subit donc des variations dépendant de l'amplitude de l'onde incidente, le tube fonctionne alors en détecteur d'onde; la tension détectée peut être obtenue aux bornes d'une impédance intercalée dans le circuit anodique. En considérant le magnétron de ce point de vue, on utilise une autre fonction de cette lampe : la fonction détectrice.

Notre but dans la présente étude, est de trouver la répartition de la charge d'espace du magnétron à l'état bloqué, puis en analysant les phénomènes de résonance qui prennent naissance lorsqu'une onde électromagnétique incidente pénètre dans le magnétron, nous pouvons vérifier les résultats théoriques obtenus pour la répartition de la densité des électrons dans l'espace interélectrodes. Nous étudierons ces phénomènes en utilisant le magnétron comme organe détecteur d'onde. Remarquons que pour interpréter du point de vue théorique les phénomènes qui prennent naissance lors de l'interaction entre l'onde de haute fréquence et les électrons circulant autour de la cathode du magnétron, il convient de connaître déjà la répartition de la charge d'espace avant l'admission de cette onde dans la lampe.

Nous rappellerons tout d'abord dans une introduction, les théories du magnétron à l'état bloqué et les expériences faites pour déterminer la variation de la densité de charge d'espace, en fonction de la distance de la cathode.

Nous considérerons ensuite dans une première partie de cette étude, un magnétron placé dans un champ magnétique continu, et dont l'anode est portée à un certain potentiel positif par rapport à la cathode. Nous étudierons la répartition de la charge d'espace qui existe à l'intérieur du tube lorsque celui-ci n'oscille pas. Nous considérerons d'ailleurs toujours le cas du magnétron bloqué, c'est-à-dire d'un magnétron dans lequel la valeur du champ magnétique continu est très supérieure à la valeur du champ de *cut-off*. Comme dans cette étude de la répartition statique de la charge d'espace, nous supposons qu'aucune onde électromagnétique de haute fréquence n'est émise ou reçue par le magnétron, nous pourrons donc considérer celui-ci comme constitué par deux cylindres concentriques entre lesquels on crée une différence de potentiel.

Dans une seconde partie, nous adopterons pour hypothèse de base les conclusions précédemment

obtenues et nous calculerons les valeurs du champ magnétique pour lesquelles ont lieu les résonances entre la pulsation de l'onde incidente et la pulsation propre de la vibration de la charge d'espace. Comme nous le montrerons dans le cas d'un magnétron multicavités, il existe plusieurs valeurs de résonance du champ magnétique, qui dépendent du mode d'oscillation des cavités anodiques du magnétron. Nous donnerons les variations des valeurs de ces champs magnétiques en fonction de la tension appliquée entre les électrodes du tube, en fonction des diamètres respectifs de l'anode et de la cathode, et aussi en fonction de la fréquence de l'onde incidente. Nous décrirons ensuite les expériences qui ont permis de vérifier les résultats théoriques relatifs aux fréquences d'oscillation de la charge d'espace et à la répartition de la densité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes.

INTRODUCTION.

Rappel des théories et des expériences concernant le magnétron à l'état bloqué.

A notre connaissance, peu d'auteurs ont étudié les fréquences de résonance d'un magnétron à plusieurs cavités, lorsqu'une onde de haute fréquence peut se propager à l'intérieur de la lampe. En effet, comme nous l'avons précédemment indiqué, on a généralement considéré le magnétron du point de vue d'un producteur d'onde de haute fréquence et rarement comme un organe récepteur. Par contre certains chercheurs ont étudié les répartitions de la charge d'espace et du potentiel à l'état statique à l'intérieur de la lampe, car la connaissance de la structure électronique du magnétron à l'état bloqué est nécessaire pour comprendre le démarrage des oscillations de haute fréquence et le fonctionnement général du tube lorsqu'on veut l'utiliser comme source d'émission. Ainsi, avant de commencer l'exposé de cette étude théorique nous rappellerons les travaux et les résultats obtenus par ceux qui ont étudié le problème de la répartition de la charge d'espace et du potentiel d'un magnétron cylindrique qui n'oscille pas.

Les théories sur le magnétron s'explicitent de deux façons différentes : on peut étudier les mouvements des électrons soit du point de vue cinématique, soit du point de vue statistique; dans le premier cas, on étudie la trajectoire d'un seul électron et l'on calcule la répartition de la charge d'espace en supposant que tous les électrons ont des trajectoires analogues; on néglige notamment l'effet de répulsion électrostatique dû aux forces de Coulomb; dans le second cas au contraire, cet effet est considéré comme étant prépondérant et l'on considère non une trajectoire en particulier, mais l'ensemble des trajectoires de tous les électrons.

Dans tout cet exposé, les unités sont celles de Gauss, c'est-à-dire que les équations sont écrites en exprimant les champs électriques en unités électrostatiques ainsi que les charges et les courants, tandis que les champs magnétiques sont exprimés en unités électromagnétiques. La constante c est le rapport de l'unité électromagnétique de charge électrique à l'unité électrostatique.

Considérons donc un magnétron constitué par deux cylindres concentriques; soit r_a le rayon du cylindre extérieur qui joue le rôle d'anode et r_c celui du cylindre intérieur cathodique, soit V_a la différence de potentiel de l'anode par rapport à la cathode qui est à un potentiel nul, soit V le potentiel en un point quelconque et soit H le champ magnétique, parallèle à l'axe des cylindres. Aucune force n'agissant sur les électrons dans le sens longitudinal, leurs trajectoires sont donc situées dans un plan de section droite.

En coordonnées polaires r et θ, les équations du mouvement d'un électron sont :

$$r'' - r\theta'(\theta' - \omega_H) = \alpha E \qquad (1)$$

$$r\theta'' + r'(2\theta' - \omega_H) = 0, \qquad (2)$$

les dérivées étant prises par rapport au temps t. Dans ces formules

$$E = -\frac{dV}{dr}$$

est le champ électrique radial;

$$\alpha = \frac{e}{m} = -5,3.10^{17} \text{ u. e. s.},$$

représente le rapport de la charge négative e d'un électron à sa masse m.

$$\omega_H = -\frac{1}{c}\frac{eH}{m}$$

est une grandeur positive. L'intégration de l'équation (2) donne la vitesse angulaire θ' en fonction du rayon r :

$$\theta' = \frac{\omega_H}{2}\left[1 - \frac{r_c^2}{r^2}\right]. \qquad (3)$$

Dans une première hypothèse très simplificatrice, le champ électrique E, lorsqu'on néglige la charge d'espace ($\Delta V = 0$) est donné en fonction de r par l'expression

$$E = \frac{-V_a}{r \log \frac{r_a}{r_c}}. \qquad (4)$$

Ces équations permettent de trouver une trajectoire possible des électrons lorsque l'on néglige la charge d'espace; cette trajectoire a la forme d'une cardioïde (*fig.* 1).

Pour certaines valeurs du potentiel anodique V_a

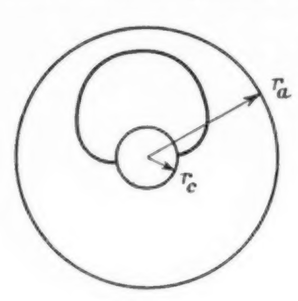


Fig. 1.

et du champ magnétique H les électrons atteignent l'anode.

La valeur de la tension V_a pour laquelle les trajectoires des électrons sont tangentes à l'anode, le champ magnétique restant constant, est donné par la relation

$$V_{ac} = -\frac{e}{8mc^2}\frac{H^2}{r_a^2}\left[1-\frac{r_c^2}{r_a^2}\right]^2, \tag{5}$$

V_{ac} est appelé potentiel de *cut off*.

L'équation (5) fut donnée d'abord par Hull.

Cette relation joue un rôle très important dans les calculs relatifs au magnétron car elle est vérifiée que la charge d'espace soit présente ou non. En effet, elle est indépendante de la distribution de potentiel entre l'anode et la cathode puisqu'elle est obtenue à partir de l'équation des forces vives

$$\frac{1}{2}m(r'^2 + r^2\theta'^2) = -eV \tag{6}$$

dans laquelle on suppose la vitesse radiale des électrons nulle lorsque leurs trajectoires sont tangentes à la surface anodique. Il résulte donc de cette remarque que l'équation (5) restera vraie dans toutes les théories, quelles que soient les hypothèses relatives à la distribution de la charge d'espace et du potentiel à l'intérieur de l'espace interélectrodes. Lorsque l'on ne néglige plus la charge d'espace, la distribution de potentiel à l'intérieur de la lampe est profondément modifiée.

Si nous appelons I le courant par unité de longueur du filament on a

$$I = 2\pi\rho r r', \tag{7}$$

ρ étant une quantité négative représentant la densité de charge d'espace, déterminée à partir du potentiel par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -4\pi\rho. \tag{8}$$

Pour un potentiel anodique inférieur au potentiel critique, il existe une surface cylindrique de l'espace interélectrodes située à la distance $r = r_1$ où la vitesse radiale des électrons s'annule, ceux-ci retournant vers la cathode. La longueur r_1 et le potentiel V_1 sur cette surface sont liés par la relation

$$-\frac{2e}{m}V_1 = \frac{\omega_H^2}{4}r_1^2\left(1-\frac{r_c^2}{r_1^2}\right)^2 \tag{9}$$

obtenue à partir de l'équation (6) dans laquelle on fait $r' = 0$.

M. L. Brillouin fait l'hypothèse simplificatrice qu'en régime permanent $I = 0$ avec la condition à la limite

$$\left(\frac{dV}{dr}\right)_{r=r_c} = 0.$$

La cathode n'est pas saturée, le courant d'émission étant limité par la charge d'espace.

Il résulte de cette hypothèse que M. Brillouin obtient pour la densité de charge d'espace en fonction de r la formule suivante :

$$\rho = \frac{m}{8\pi e}\omega_H^2\left(1+\frac{r_c^4}{r^4}\right). \tag{10}$$

Cette densité de charge d'espace est sensiblement

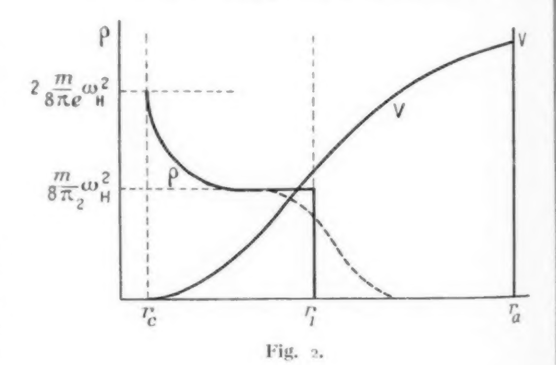


Fig. 2.

constante en fonction de la distance à la cathode, le terme en $\left(\frac{r_c}{r}\right)^4$ devenant rapidement négligeable dès que r augmente. La charge d'espace cesse brusquement pour $r = r_1$, r_1 dépendant du potentiel anodique.

Le potentiel V en fonction de la distance r est donné par l'équation (9) pour $r_c < r < r_1$. Pour $r_1 < r < r_a$ le potentiel V varie comme le

logarithme de r. La figure 2 représente les variations de ρ et de V en fonction de r. Les courbes en trait plein sont relatives au cas d'un potentiel anodique inférieur au potentiel critique.

Le fait que la charge d'espace est sensiblement constante en fonction de r, jusqu'à une certaine valeur $r = r_1$ est la conclusion la plus importante de la théorie de M. Brillouin relative au magnétron à l'état bloqué. Dans cette théorie les électrons décrivent des trajectoires circulaires centrées sur la cathode. Ils sont rassemblés en un nuage de forme cylindrique qui tourne autour de la cathode comme un rotor massif par rapport à un stator.

Tous ces résultats se retrouvent à partir de l'équation

$$(11) \qquad rr'' + \frac{\omega_H^2}{4} r^2 \left(1 - \frac{r_c^4}{r^4}\right) = \frac{2e}{m} \int_0^{t_1} I \, dt.$$

C'est l'équation classique dans le cas général du mouvement d'un électron. Le cas de M. Brillouin est obtenu en cherchant une solution de cette équation dans laquelle $r'' = 0$ et I est une constante.

L'état électronique indiqué par M. Brillouin a été appelé *état* S (Single stream state) signifiant par là qu'il n'existe qu'un seul faisceau d'électrons.

Un autre état concevable est celui où les électrons retournent à la cathode suivant une trajectoire symétrique de celle qu'ils décrivent au départ. Cet état a été appelé *état* D (Double stream state).

M. Gutton dans une Note non oubliée, puis plus récemment, MM. Page et Adams en Amérique, à partir de l'équation (11) obtiennent un état électronique du type D. Ces derniers utilisent deux développements en série, l'un valable près de la cathode, l'autre plus loin. Ils obtiennent une répartition de la charge d'espace telle qu'elle devient infinie au voisinage immédiat de la cathode et à la distance $r = r_1$ où les électrons retournent à celle-ci (*fig.* 3). Le nuage d'électrons existant dans l'espace interélectrodes prend alors la forme d'un double anneau.

MM. Page et Adams admettent que l'équation (11) fournit une solution $r = f(t)$ valable jusqu'au premier zéro de r'; à partir de ce moment, l'électron retombe sur la cathode, suivant une trajectoire symétrique de celle qu'il a décrite dans la première partie de son mouvement.

Ces deux théories représentent assez nettement les deux types d'explications que l'on a donné du fonctionnement statique du magnétron à l'état bloqué, lorsque l'on considère les mouvements des électrons du point de vue cinétique.

MM. Allis, Hartrée et Brillouin, reprenant cette théorie ont montré qu'il pouvait exister un état S ou un état D, suivant la dimension du nuage d'électrons, certaines conditions devant être respectées, concernant les dimensions relatives de l'anode et de la cathode. Ils ont étudié aussi la stabilité de ces états, mais jusqu'à présent il n'a pas été possible de vérifier expérimentalement d'une façon certaine l'existence de l'un ou l'autre de ces états.

Les courbes de la répartition de la charge d'espace en fonction de la distance r données par la figure 2 sont des courbes purement théoriques; il semblerait en effet d'après elle qu'aucun électron n'atteigne l'anode, la densité de charge d'espace subissant une discontinuité pour une certaine valeur de r. En réalité on vérifie expérimentalement que, même pour des valeurs du champ magnétique 10 ou 20 fois plus grandes que la valeur du champ

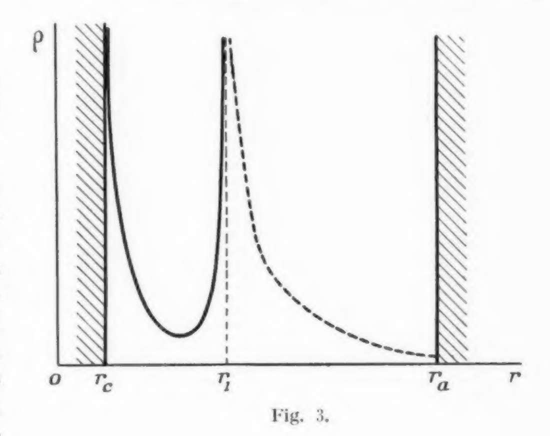


Fig. 3.

critique, il existe toujours un courant anodique qui devient très faible mais ne s'annule jamais totalement. Il en résulte que la répartition de la charge d'espace conforme à chacune de ces théories doit être celle indiquée par les courbes en traits discontinus.

Dans une autre théorie M. Dœhler a considéré le magnétron du point de vue statistique, assimilant le nuage d'électrons existant dans l'espace interélectrodes à un gaz parfait.

M. Dœhler montre que le potentiel à l'intérieur du tube est donné par l'expression :

$$(12) \qquad V = V_a \left(\frac{r}{r_a}\right)^{\mu},$$

μ devant être inférieur à 2 pour que les électrons quittent la cathode. En réalité μ est voisin de 2 et il en résulte d'après l'équation de Poisson que la densité de charge ρ est sensiblement constante dans tout l'espace compris entre l'anode et la cathode et indépendante du champ magnétique, c'est là la conclusion fondamentale de cette théorie.

M. Engbert a vérifié la répartition du potentiel donné par la formule (12), en introduisant dans l'espace interélectrodes une sonde métallique dont il pouvait mesurer le potentiel. Cependant cette expérience dans laquelle on introduit à l'intérieur de l'espace interélectrodes une tige en métal nous semble critiquable du fait que l'organe auxiliaire ainsi ajouté se charge et modifie la répartition de la charge d'espace et du potentiel, principalement à l'endroit où il se trouve, c'est-à-dire précisément là où l'on fait les mesures de vérification de la théorie.

De même MM. Millmann et Serby, plaçant à l'intérieur d'un magnétron une grille concentrique à l'anode et à la cathode, ont montré l'existence d'un état D en mesurant le courant capté par la grille auxiliaire. Mais ici aussi il est difficile de savoir

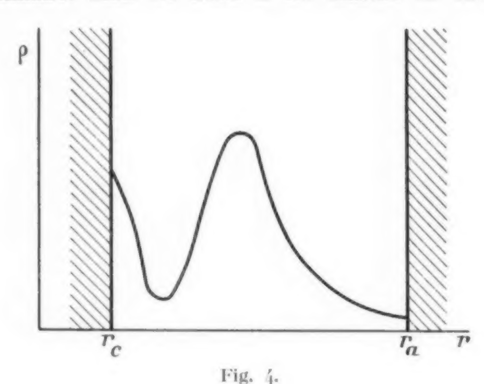


Fig. 4.

jusqu'à quel point la répartition de la charge d'espace était modifiée par l'adjonction de cette grille.

M. Kilgore a photographié des trajectoires d'électrons ayant la forme de cardioïde, en introduisant à l'intérieur du tube un gaz ionisé par le passage des électrons. Il faut cependant noter que la répartition de la charge d'espace fut certainement profondément modifiée par la présence de ce gaz.

Récemment, en Amérique, M. Reverdin, photographia la structure électronique de la charge d'espace d'un magnétron bloqué, en utilisant une méthode d'optique électronique. Il envoie dans l'axe du magnétron un faisceau d'électrons dont il peut mesurer les déviations lorsque ceux-ci sont détournés de leur trajectoire rectiligne par la présence de charges électriques. Les photographies obtenues sur un écran fluorescent montrent nettement l'existence d'un anneau d'électrons concentrique à la cathode qui apparaît en formant une tache brillante. M. Reverdin a remarqué que le centrage de la cathode par rapport à l'anode et au champ magnétique jouait un rôle important, la répartition de la densité de charge perdant la forme d'anneau lorsque le centrage n'était plus rigoureux.

Cette dernière expérience semble donc être en faveur d'une répartition de charge d'espace dont la variation de la densité en fonction du rayon r est donnée par une courbe analogue à la courbe en traits discontinus de la figure 3. Cette courbe est reproduite sur la figure 4.

Nous avons indiqué sommairement les conclusions relatives à la distribution de la charge d'espace d'un magnétron à l'état bloqué, données par les principales théories existant actuellement.

Jusqu'à présent nous n'avons pas encore considéré les vibrations propres de la charge d'espace. Ce sujet particulier a été beaucoup moins étudié que le précédent. M. L. Brillouin a montré qu'une couche cylindrique comprise entre les distances r et $r + dr$ possède une fréquence propre d'oscillation

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{r_c^4}{r^4}}.$$

Ainsi dans la théorie de M. Brillouin, un nuage d'électrons s'étendant jusqu'à la distance r a un spectre de fréquences d'oscillation comprises entre les fréquences extrêmes

$$(13) \qquad \omega = \omega_H \quad \text{et} \quad \omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{r_c^4}{r_1^4}}.$$

Si le potentiel anodique augmente jusqu'à devenir égal au potentiel critique, la dernière fréquence devient égale à

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{r_c^4}{r_a^4}}.$$

Les électrons des couches périphériques du nuage ayant une énergie cinétique plus grande que ceux situés aux environs immédiats de la cathode, il en résulte qu'il doit exister dans le spectre une fréquence d'oscillation prédominante qui est voisine de

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{r_c^4}{r_1^4}}.$$

MM. Blewett et Ramo ont étudié eux aussi ce problème et ont trouvé que le nuage d'électrons se comporte comme un milieu de constante diélectrique variable donnée par l'expression

$$(14) \qquad \varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_H^2}{2\omega^2}\right),$$

ω étant la fréquence obtenue par M. Brillouin. Partant de ces résultats M. L. Brillouin a calculé l'impédance interne par unité de longueur d'un magné-

tron lorsque des oscillations de haute fréquence sont appliquées à l'anode. Il a trouvé

$$Z = \frac{i}{\varepsilon_0} \frac{4\omega}{\omega_H^2 - 2\omega^2} \log \frac{r_a}{r_c}, \tag{15}$$

Z est infinie à la résonance, c'est-à-dire lorsque

$$\omega = \frac{\omega_H}{\sqrt{2}}.$$

En réalité, un calcul plus approfondi montre que pour une tension anodique déterminée, la fréquence de résonance est comprise entre les valeurs extrêmes

$$\frac{\omega_H}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{r_c^4}{r_a^4}} \leqq \omega \leqq \omega_H.$$

Ces résultats ont été obtenus en considérant un type d'oscillations caractérisé par sa symétrie cylindrique; c'est-à-dire qu'il n'y avait aucune dépendance relativement à l'angle θ; le mode d'oscillation considéré étant le mode $n = 0$.

Il en est autrement dans un magnétron à cavités, où le bloc anodique impose des oscillations de mode plus élevé s'étendant de $n = 0$ à $n = \frac{N}{2}$, N étant le nombre de cavités.

La charge d'espace d'un magnétron dont le mode est n, pour chaque mode de vibration, possède deux fréquences propres ω_1 et ω_2. Une des fréquences ω_1 correspond à une rotation du nuage électronique dans la direction de propagation de la vibration, l'autre fréquence propre ω_2, comptée négativement indique une rotation du nuage dans son ensemble dans une direction opposée à celle de la propagation de la vibration; la vitesse angulaire est alors différente de celle correspondant à la première fréquence propre. M. L. Brillouin trouve que les valeurs de ces deux fréquences propres sont les deux racines de l'équation

$$\omega(2\omega - n\omega_H) - \omega_H^2 = 0, \tag{16}$$

c'est-à-dire

$$\frac{\omega}{\omega_H} = \frac{n}{4} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\frac{n^2}{4} + 2}.$$

Les courants radial et tangentiel ont été calculés et possèdent les fréquences de résonance précédentes; ils deviennent nuls à la résonance, l'impédance du magnétron devenant infinie.

MM. Philips et Lamb ont étudié aussi la fréquence de résonance de la charge d'espace lorsqu'une onde de pulsation pénétrait dans l'espace interélectrodes; ils ont trouvé une seule valeur du champ magnétique de résonance lorsque $\omega_H = \omega$.

PREMIÈRE PARTIE.

ÉTUDE DE LA RÉPARTITION DE LA CHARGE D'ESPACE DU MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ.

Généralités.

Nous allons étudier maintenant la variation de la densité de la charge d'espace dans un magnétron à l'état bloqué. Nous ne considérerons dans ce chapitre que les phénomènes statiques; c'est-à-dire que nous supposons qu'aucune oscillation de haute fréquence ne prend naissance sous l'action de la tension appliquée à l'anode du magnétron et qu'aucune onde incidente ne pénètre à l'intérieur de l'espace

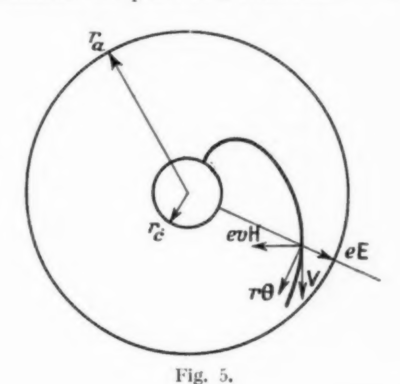


Fig. 5.

interélectrodes. Nous pouvons donc dans ces conditions, considérer le cas du magnétron coaxial constitué par deux cylindres concentriques indéfinis, jouant le rôle d'anode et de cathode. Tous les phénomènes sont indépendants de la longueur du magnétron; ils sont de révolution autour de l'axe du tube, puisque nous nous limitons actuellement à un problème statique. Les résultats obtenus seront d'ailleurs encore valables dans un magnétron multicavités, à condition que le champ électrostatique ne soit pas fortement déformé par la modification de la structure anodique dans tout l'espace où circulent les électrons.

Dans toute cette étude, nous ne considérerons que le cas des magnétrons à cathode à oxyde, à chauffage indirect; le diamètre de la cathode n'est alors pas négligeable devant celui de l'anode. Pour donner un ordre de grandeur, les magnétrons utilisés pour les expériences ont des électrodes de diamètres respectifs de 16 et de 8 mm.

Lorsque le magnétron est placé dans un champ magnétique parallèle à l'axe de la cathode, et qu'une tension V_a est appliquée entre ses électrodes, la

cathode chauffée, émet des électrons qui sont soumis à deux forces : l'une électrique radiale, égale à eE dirigée vers l'anode, E étant le champ électrique tel que $\vec{E} = -\overrightarrow{\mathrm{grad}}\, V$, e la charge négative d'un électron, l'autre magnétique perpendiculaire au vecteur vitesse v de l'électron et égale à evH (*fig.* 5).

Lorsque les électrons quittent la cathode ils se dirigent d'abord radialement et acquièrent une vitesse élevée sous l'effet de la force électrique; la force magnétique qui croît proportionnellement à la vitesse agit alors sur les électrons qui décrivent de ce fait une trajectoire de plus en plus incurvée vers la cathode à mesure que leur vitesse augmente. Il s'ensuit que le mouvement des électrons, d'abord radial, devient alors tangentiel. Dans l'étude que nous nous proposons de faire, nous considérerons ces deux cas successivement : d'abord le mouvement radial lorsque les électrons quittent la cathode, puis le mouvement tangentiel qui prend ensuite naissance.

CHAPITRE I.

THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

a. Théorème de conservation de l'électricité.

Considérons la loi générale exprimant la conservation de l'électricité, elle s'écrit

$$\text{(1 a)} \qquad \mathrm{div}\, \vec{i} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

où la densité de courant $\vec{i}$ est définie par l'équation

$$\vec{i} = \rho \vec{v}.$$

Dans le cas qui nous intéresse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

car tous les phénomènes considérés sont seulement statiques; en un point donné de l'espace interélectrodes, la densité de charge ne varie pas en fonction du temps, lorsque l'état électronique, déterminé par la tension anodique V_a et le champ magnétique H est établi, puisque nous ne nous intéressons pas aux phénomènes transitoires résultant de l'établissement ou de la coupure de la tension anodique.

Il résulte de cette remarque que l'équation (1) s'écrit

$$\text{(1 b)} \qquad \mathrm{div}\, \vec{i} = \frac{\partial i_r}{\partial r} + \frac{i_r}{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial i_\theta}{\partial \theta} = 0.$$

Dans la première partie du mouvement, lorsque les électrons ont quitté la cathode, le courant électronique par raison de symétrie est indépendant de θ, le terme en $\frac{\partial i_\theta}{\partial \theta}$ est donc nul et l'équation (1 *b*) s'écrit

$$\text{(1 c)} \qquad \frac{\partial i_r}{\partial r} + \frac{i_r}{r} = 0,$$

soit

$$\text{(2 a)} \qquad r i_r = \text{const.} = r_c i_{rc},$$

en appelant i_{rc} la densité de courant sur la cathode.

Soit I_{rc}, le courant émis à ce niveau par unité de longueur de la cathode, on a

$$I_{rc} = 2\pi r_c i_{rc};$$

l'équation (2 *a*) s'écrit donc en tenant compte du fait que $i_r = \rho r'$:

$$\text{(2 b)} \qquad 2\pi \rho r r' = I_{rc}.$$

Au contraire, lorsque la force magnétique devient plus importante du fait de l'augmentation de la vitesse des électrons, ceux-ci suivent une trajectoire sensiblement perpendiculaire à la direction du rayon vecteur r, la composante i_r devient très petite vis-à-vis de la composante i_θ; l'équation (1 *b*) s'écrit alors

$$\text{(1 c)} \qquad \frac{\partial i_\theta}{\partial \theta} = 0,$$

soit

$$\text{(3 a)} \qquad i_\theta = \text{const.},$$

i_θ représente le courant par unité de longueur d_r, dû aux électrons animés d'un mouvement tangentiel, on a $i_\theta = \rho\, v$ avec $v = r\theta'$; l'équation (3 *a*) s'écrit donc

$$\text{(3 b)} \qquad \rho r \theta' = i_\theta.$$

La constante i_θ se relie facilement à la constante i_{rc} soit en effet I_θ le courant circulant dans une couche d'électrons d'épaisseur ε, on a

$$I_\theta = \int_{r_1}^{r_1+\varepsilon} i_\theta\, dr.$$

Tous les électrons de cette couche provenant de la cathode où ils fournissaient le courant I_{rc}, on a donc

$$\text{(4)} \qquad I_\theta = I_{rc}, \qquad \text{d'où} \qquad \varepsilon i_\theta = 2\pi r_c i_{rc},$$

avec

$$\frac{r_c}{\varepsilon} \gg 1.$$

b. Équations du mouvement d'un électron.

Écrivons maintenant les équations de base du mouvement d'un électron en y introduisant la

notion de charge d'espace, puis nous déterminerons la fonction $\rho = f(r)$.

Les équations des forces s'exerçant sur un électron sont

$$(5\,a) \qquad r'' - r\theta'^2 + r\theta'\omega_H = \alpha E,$$

$$(6) \qquad r\theta'' + r'(2\theta' - \omega_H) = 0.$$

L'intégration de l'équation (6) donne la vitesse angulaire de la rotation d'un électron autour de la cathode en fonction du champ magnétique et de la distance à la cathode.

$$(7) \qquad \theta' = \frac{\omega_H}{2}\left[1 - \frac{r_c^2}{r^2}\right].$$

L'équation (5 *a*) s'écrit alors

$$(5\,b) \qquad r'' + \frac{\omega_H^2}{4} r\left(1 - \frac{r_c^4}{r^4}\right) = \alpha E.$$

L'équation de Poisson fournit une relation entre le potentiel V et la densité de charge d'espace ρ :

$$(8) \qquad \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial r} = -4\pi\rho,$$

ρ représente une quantité négative qui est la somme des charges des électrons par unité de volume.

Nous disposons encore d'une autre relation qui est celle donnée par le théorème de conservation de l'électricité; comme nous l'avons vu deux cas seront considérés, suivant que les électrons décrivent des trajectoires radiales ou tangentielles. Les équations (5) à (8) sont valables dans les deux cas.

Dans un premier chapitre nous étudierons le cas du mouvement radial qui est celui existant au départ, puis dans un second chapitre nous étudierons le cas du mouvement tangentiel qui existe dans la couche de grande densité.

CHAPITRE II.

TRAJECTOIRES RADIALES.

La loi de conservation de l'électricité est dans ce cas exprimée par la formule (2 *b*) :

$$(2\,b) \qquad 2\pi\rho r r' = I_{rc}.$$

Il convient tout d'abord de signaler comme nous le verrons dans la partie expérimentale de cet exposé, que tous les phénomènes qui sont étudiés prennent naissance pour des tensions interélectrodes extrêmement faibles et sont parfaitement décelables pour des différences de potentiel de l'ordre de 100 V. Or le potentiel critique donné par la formule de Huul [Intr. (5)] est, pour une valeur du champ magnétique égale à 1100 gauss, de l'ordre de 10 000 V, pour des magnétrons dont les électrodes ont des diamètres respectifs de 16 et 8 mm, ce qui correspond au cas que nous considérons. La tension interélectrodes suffisante pour permettre l'étude des phénomènes qui nous intéressent est donc 100 fois plus faible que la tension de *cut off*. Il en résulte que dans ces conditions, les électrons restent dans le voisinage de la cathode et que la distance r_1 donnée par la formule de l'Introduction (9) est voisine du rayon cathodique r_c. Nous pouvons donc poser

$$(9) \qquad r = r_c + x = r_c\left(1 + \frac{x}{r_c}\right)$$

et négliger les termes du second ordre en $\frac{x}{r_c}$; x représentant la distance d'un électron à la cathode.

a. Mouvement d'un électron dans le cas des tensions faibles.

Écrivons donc les formules (1), (5) et (8) en utilisant cette nouvelle notation, on a

$$r' = x' \qquad \text{et} \qquad r'' = x''.$$

Les équations (5) et (6) s'écrivent

$$(10\,a) \qquad x'' + \omega_H y' = \alpha E,$$

$$(11) \qquad y'' = \omega_H x',$$

en posant $y' = r\theta'$.

La relation (7) s'obtient en intégrant l'équation (11)

$$(12) \qquad y' = \omega_H x = r_c \theta'.$$

L'équation de Poisson se simplifie et devient

$$(13) \qquad \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi\rho.$$

L'équation de conservation de l'électricité s'écrit

$$(14\,a) \qquad 2\pi\rho r_c x = I_{rc}$$

ou

$$(14\,b) \qquad \rho x' = i_{rc}.$$

Les grandeurs I ou i représentent des quantités négatives.

Des équations (13) et (14 *b*) on tire

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right) = -\frac{4\pi i_{rc}}{x'} = -4\pi i_{rc}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}x},$$

d'où

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -4\pi i_{rc} t + c_1.$$

Or on a d'après (10) :

$$(10\,b) \qquad x'' + \omega_H^2 x = \alpha E = -\alpha \frac{\partial V}{dx} = 4\pi\alpha i_{rc} t + c_2.$$

Posons $4\pi\alpha i_{rc} = K_x > 0$ et appelons C la constante d'intégration; on a l'équation différentielle du second ordre qui définit le mouvement des électrons en fonction du temps :

$$(15\,a) \qquad x'' + \omega_H^2 x = K_x t + C.$$

Remarquons qu'à l'instant initial ($t = 0$, $x = 0$) l'on a

$$x'' = C = \alpha E_c,$$

E_c étant le champ électrique sur la cathode et αE_c l'accélération au départ, d'où

$$(15\,b) \qquad x'' + \omega_H^2 x = K_x t + \alpha E_c.$$

Nous admettrons que l'électron quitte la cathode avec une vitesse initiale radiale v .Notons que tous les électrons ne quittent pas la cathode avec la même vitesse initiale, mais avec des vitesses dont la distribution obéit aux lois de la statistique. Nous reviendrons dans un prochain paragraphe sur cette question et nous obtiendrons la nouvelle répartition de la charge d'espace calculée à partir de la loi de distribution des vitesses initiales. Nous commencerons par le calcul de la trajectoire d'un électron émis avec la vitesse v.

Posons

$$(16) \qquad \varphi = \omega_H t,$$

$$(17) \qquad \mu = \frac{v\,\omega_H^2}{K_x},$$

$$(18) \qquad \nu = \frac{\alpha E_c \omega_H}{K_x},$$

μ et ν sont des quantités positives sans dimension.

Avec ces nouvelles notations, nous obtenons en intégrant l'équation (15 b) les relations donnant x, x', x'' en fonction de φ c'est-à-dire du temps. On trouve

$$(19\,a) \qquad x = \frac{K_x}{\omega_H^3}[\varphi - (1-\mu)\sin\varphi + \nu(1-\cos\varphi)],$$

$$(19\,b) \qquad x' = \frac{K_x}{\omega_H^2}[1 - (1-\mu)\cos\varphi + \nu\sin\varphi],$$

$$(19\,c) \qquad x'' = \frac{K_x}{\omega_H}[(1-\mu)\sin\varphi + \nu\cos\varphi].$$

Les relations (12), (19 a), 19 b) et (19 c) nous permettent d'obtenir la composante tangentielle y du mouvement des électrons en fonction du temps. On a

$$(20\,a) \qquad y = \frac{K_x}{\omega_H^3}\left[\frac{\varphi^2}{2} - (1-\mu)(1-\cos\varphi) + \nu(\varphi - \sin\varphi)\right],$$

$$(20\,b) \qquad y' = \frac{K_x}{\omega_H^2}[\varphi - (1-\mu)\sin\varphi + \nu(1-\cos\varphi)],$$

$$(20\,c) \qquad y'' = \frac{K_x}{\omega_H}[1 - (1-\mu)\cos\varphi + \nu\sin\psi],$$

en remarquant que $y = 0$ pour $t = 0$.

Les relations (19) et (20) nous permettent de déterminer complètement la trajectoire d'un électron de vitesse initiale v. Cependant, il convient d'établir tout d'abord dans quelles limites ces équations sont physiquement valables et représentent bien le mouvement de l'électron dans l'espace interélectrodes.

D'après l'équation

$$\rho x' = i_{rc} = \text{const.}$$

on voit que lorsque la vitesse x' devient nulle, la densité de charge d'espace devient infinie, $x' = 0$ signifie que les électrons ont une vitesse radiale nulle, et que leur mouvement s'est transformé en une rotation autour de la cathode; nous avons déjà appelé cette rotation, mouvement tangentiel et nous avons signalé qu'alors l'équation (2 b) n'était plus valable et devait être remplacée par l'équation (3 b).

Ainsi le temps $t = t_1$ pour lequel la vitesse x' devient nulle constitue la limite extrême où les équations (19) et (20) sont encore applicables au mouvement de l'électron.

Nous n'utiliserons donc ces équations qu'entre l'instant initial $t = 0$ et l'instant $t = t_1$.

Nous allons maintenant chercher la valeur $\varphi_1 = \omega_H t_1$ pour laquelle la vitesse radiale x' de l'électron devient nulle. Cela revient à déterminer les racines de l'équation (19 b) :

$$(21) \qquad 1 - (1-\mu)\cos\varphi + \nu\sin\varphi = 0.$$

Il existe des valeurs de φ satisfaisant cette équation lorque, entre les paramètres μ et ν existe la relation

$$(22) \qquad \mu^2 - 2\mu + \nu^2 > 0.$$

Deux valeurs de φ sont alors solutions de l'équation (21).

Pour que l'inégalité (22) soit satisfaite, il faut soit

a. $\nu < 1$:

$$\mu < 1 - \sqrt{1-\nu^2}, \text{ et } \mu > 1 + \sqrt{1-\nu^2};$$

soit

b. $\nu > 1$.

Le mouvement que nous étudions existe notamment lorsque le champ E et la vitesse v sont nuls

à l'instant initial. Nous ne considérerons que les magnétrons pour lesquels l'accélération sur la cathode reste toujours faible, c'est-à-dire que nous nous limitons au cas *a* où $\nu < 1$, par contre la vitesse des électrons peut varier de zéro à l'infini.

Nous allons tout d'abord établir le mouvement des électrons pour des vitesses extrêmement faibles tendant vers zéro, ce qui nous permettra de connaître les trajectoires des électrons émis sans vitesse initiale. Nous déterminerons le temps φ_1 pour lequel la vitesse radiale x' s'annule et la valeur φ_{1_0} de φ_1 obtenue pour des vitesses initiales nulles. Cette valeur φ_{1_0} constitue une valeur limite de φ_1. L'autre valeur limite $\varphi_{1\infty}$ obtenue pour des électrons émis avec des vitesses infiniment grandes est donnée par l'équation (21) lorsque $x' = 0$ pour $\mu = \infty$ on a

$$x' = \mu \cos \varphi,$$

$$x' = 0 \qquad \text{si} \quad \cos \varphi = 0$$

soit donc

$$\varphi_{1\infty} = \frac{\pi}{2},$$

ainsi la valeur φ_1 trouvée sera telle que

$$\frac{\pi}{2} < \varphi_1 < \varphi_{1_0}.$$

b. **Détermination du mouvement d'un électron.**

Étudions donc maintenant les mouvements des électrons émis avec des vitesses extrêmement faibles, tendant vers zéro, c'est-à-dire

$$\mu < 1 - \sqrt{1 - \nu^2}.$$

Posons pour simplifier les formules

$$(23) \qquad p^2 = \mu^2 - 2\mu + \nu^2.$$

L'équation (21) peut s'écrire en fonction de $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$:

$$(2 - \mu) \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} + 2\nu \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} + \mu = 0.$$

La vitesse x' sera nulle lorsque

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{-\nu \pm p}{2 - \mu}.$$

On voit que ici l'on a $p < \nu$, et que par conséquent les deux valeurs de $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$ sont négatives. La première valeur φ_1 de φ annulant la vitesse x' est donnée par

$$(24\,a) \qquad \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2} = -\frac{\nu + p}{2 - \mu},$$

d'où

$$(24\,b) \qquad \operatorname{tg} \varphi_1 = -2 \frac{(2 - \mu)(\nu + p)}{(2 - \mu)^2 - (\nu + p)^2},$$

φ_1 peut être considéré comme un angle qui est légèrement inférieur à 2π :

$$(24\,c) \qquad \varphi_1 = 2\pi - \operatorname{arctg} 2 \frac{(2 - \mu)(\nu + p)}{(2 - \mu)^2 - (\nu + p)^2}.$$

Si nous étudions maintenant l'accélération x'' donnée par l'équation (19 *c*), nous voyons que $x = 0$ lorsque φ est tel que

$$(25\,a) \qquad \operatorname{tg} \varphi_2 = -\frac{\nu}{1 - \mu}.$$

La valeur de $\operatorname{tg} \varphi_2$ donnée par l'équation précédente est ici toujours négative.

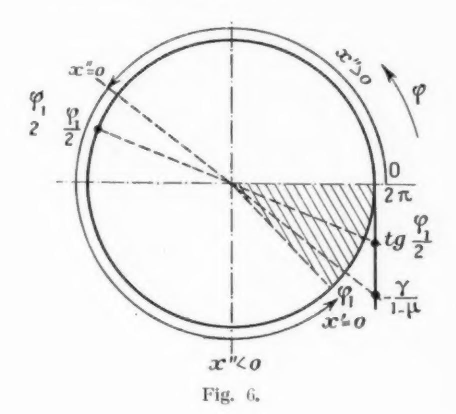


Fig. 6.

La valeur de φ_2 correspondante est alors

$$(25\,b) \qquad \varphi_2 = \pi - \operatorname{arctg} \frac{\nu}{1 - \mu},$$

cet angle est légèrement inférieur à π.

Lorsque φ est inférieur à cette valeur, l'accélération est positive, dirigée vers l'anode. Ensuite l'accélération devient négative dirigée vers la cathode. Les électrons commencent alors à être freinés dans leur course.

Nous voyons que

$$|\operatorname{tg} \varphi_1| = \frac{\nu}{1 - \mu} > \left| \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2} \right|,$$

en effet cette inégalité s'écrit $\nu < p\,(1 - \mu)$ qui est vérifiée *a fortiori* puisque l'on a $\nu < p$.

La disposition des différentes valeurs de la variable φ annulant les fonctions x' et x'' peut donc se représenter sur un diagramme où l'on fait varier φ de zéro à 2π (*fig.* 6).

La partie hachurée du cercle pour laquelle $\varphi > \varphi_1$ ne correspond plus au mouvement des électrons donné par les équations (19) et (20).

Nous allons maintenant calculer les valeurs que

prennent les fonctions x, x' et x'' pour ces valeurs particulières de φ.

Pour $\varphi = \varphi_1$, x prend la valeur x_1 donnée par l'équation

$$(26) \quad x_1 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[\varphi_1 + 2(\nu + p)\frac{\nu(\nu + p) + (1-\mu)(2-\mu)}{(2-\mu)^2 + (\nu + p)^2}\right].$$

Rappelons que la valeur x_1 est liée à r_1 par la relation $x_1 = r_1 - r_c$.

Pour la même valeur de φ, x'' prend la valeur

$$(27) \quad x''_1 = \frac{K_x}{\omega_H}\left[\nu - 2(\nu + p)\frac{\nu(\nu + p) + (1-\mu)(2-\mu)}{(2-\mu)^2 + (\nu + p)^2}\right]$$
$$= \frac{K_x}{\omega_H}\left[\nu - (\nu + p)\frac{\nu(\nu + p) + (1-\mu)(2-\mu)}{2 - \mu + p(p + \nu)}\right],$$

$$(28) \quad x_2 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[\pi - \operatorname{arctg}\frac{\nu}{1-\mu} + \frac{\nu}{\sqrt{1+p^2}}\right].$$

Pour cette valeur de φ, x' est alors donné par l'expression

$$(29) \quad x'_2 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[1 + \sqrt{1+p^2}\right].$$

La composante tangentielle y du mouvement est déterminée en fonction de φ par les équations (20)

Pour $\varphi = 0$, on a

$$y = y' = 0 \qquad \text{et} \qquad y'' = \omega_H v.$$

Pour $\varphi = \varphi_1$ on trouve

$$(30) \quad y_1 = \frac{K_x}{\omega_H}\Big\{2\pi^2 + 2\pi$$
$$\times\left[\nu - \operatorname{arctg}2\frac{(2-\mu)(\nu+p)}{(2-\mu)^2 - (\nu+p)^2}\right]$$
$$- \operatorname{arctg}2\frac{(2-\mu)(\nu+p)}{(2-\mu)^2 - (\nu+p)^2}$$
$$\times\left[\nu - \frac{1}{2}\operatorname{arctg}2\frac{(2-\mu)(\nu+p)}{(2-\mu)^2 - (\nu+p)^2}\right]$$
$$- 2(\nu + p)\frac{(1-\mu)(\nu + p - 1) - 1}{(2-\mu)^2 + (\nu+p)^2}\Big\},$$

$$(31) \quad y'_1 = \omega_H x_1,$$

x_1 étant donné par l'équation (26) :

$$(32) \quad y''_1 = 0.$$

Pour $\varphi = \varphi_2$ on a aussi

$$(33) \quad y_2 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[\frac{\pi^2}{2} + \pi\left(\nu - \operatorname{arctg}\frac{\nu}{1-\mu}\right)\right.$$
$$- \operatorname{arctg}\frac{\nu}{1-\mu}\left(\nu - \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{\nu}{1-\mu}\right)$$
$$\left. - (1-\mu) - \sqrt{1+p^2}\right],$$

$$(34) \quad y'_2 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[\pi - \operatorname{arctg}\frac{\nu}{1-\mu} + \frac{\nu}{\sqrt{1+p^2}}\right],$$

$$(35) \quad y''_2 = \frac{K_x}{\omega_H}\left[1 + \sqrt{1+p^2}\right].$$

Supposons maintenant que ν soit un nombre suffisamment petit pour que l'on puisse négliger ν^2 devant 1. Nous allons ainsi étudier ce que devient le mouvement de l'électron lorsque le champ électrique sur la cathode et la vitesse initiale tendent vers zéro.

D'après la condition (22), on aura par un développement limité

$$\mu < \frac{\nu^2}{2}.$$

Ainsi le rapport $\frac{\mu}{\nu}$ est de l'ordre de ν c'est-à-dire d'un nombre petit devant l'unité. Or, d'après les équations (17) et (18) on a

$$\frac{\mu}{\nu} = \frac{vH}{cE_c},$$

par conséquent le produit vH doit être petit devant cE_c ; ceci revient à dire qu'au départ, lorsque l'électron quitte la cathode la force magnétique $\frac{1}{c}evH$ est petite devant la force électrique eE_c.

Posons donc $\mu = k\frac{\nu^2}{2}$, k étant un nombre compris entre 0 et 1.

Dans ces conditions l'équation (23) s'écrit

$$(36) \quad p = \nu\sqrt{1-k}$$

et la nouvelle expression de tg φ_1 est

$$(37\,a) \quad \operatorname{tg}\varphi_1 = -\nu(1 + \sqrt{1-k}),$$

avec

$$(37\,b) \quad \varphi_1 = 2\pi - \operatorname{arctg}\nu(1 + \sqrt{1-k}).$$

L'équation (26) déterminant x_1 se simplifie pour donner

$$(38\,a) \quad x_1 = \frac{K_x}{\omega_H^2}\left[2\pi - \operatorname{arctg}\nu\left[1 + \sqrt{1-k}\right] + \nu\left[1 + \sqrt{1-k}\right]\right]$$

qui s'écrit

$$(38\,b) \quad x_1 = 2\pi\frac{K_x}{\omega_H^2}$$

car l'expression entre crochet du troisième ordre en ν est négligeable devant 1.

Lorsque le champ électrique sur la cathode et la vitesse initiale deviennent nuls, c'est-à-dire lorsque ν tend vers zéro, on voit que P tend aussi vers zéro et φ_1 vers

$$(37\,c) \quad \varphi_{1_0} = 2\pi,$$

x_1 tend alors vers une valeur limite x_{1_0} qui est

$$(39) \quad x_{1_0} = 2\pi\frac{K_x}{\omega_H^2}.$$

La quantité $\nu(1+\sqrt{1-k}) - \text{arc tg}\,\nu(1+\sqrt{1-k})$ est positive et il en résulte que x_1 tend vers x_{1_0} par valeur supérieure; notons que la valeur de φ qui correspond à x_{1_0} est toujours supérieure à φ_1. Ainsi, lorsque le champ électrique et la vitesse initiale augmentent, la distance x_1 augmente elle aussi, mais le temps que l'électron met pour le parcourir diminue.

L'accélération x''_1 s'écrit

$$(40) \qquad x''_1 = \frac{-\rho \dfrac{K_x}{\omega_H}}{-2E_c\sqrt{1-k}}.$$

Elle est plus faible que l'accélération à l'instant initial et dirigée en sens inverse, elle tend vers zéro en même temps que E_c.

L'équation (25 *b*) se simplifie et l'on a

$$(41) \qquad \varphi = \pi - \text{arctg}\,\nu.$$

Pour cette valeur de φ, x s'écrit

$$(42) \qquad x = \frac{K_x}{\omega_H^2}[\pi - \text{arctg}\,\nu + \nu] \# \frac{K_x}{\omega_H^2} = \frac{x_{1_0}}{2}.$$

L'équation (29) devient

$$(43) \qquad x' = 2\frac{K_x}{\omega_H^2}.$$

L'équation (43) donne la vitesse radiale d'un électron, lorsqu'il parcourt la moitié de la distance qui caractérise son mouvement radial. On peut écrire

$$x' = 2\frac{K_x}{\omega_H^2} = \frac{4v}{k\nu^2} > v.$$

Ainsi la vitesse en ce point est très supérieure à la vitesse avec laquelle l'électron quitte la cathode.

Les valeurs particulières de y, y', y'' déterminées par les équations (30) à (35) deviennent :

pour $\varphi = \varphi_1$:

$$(44) \qquad y_1 = 2\pi^2\frac{K_x}{\omega_H^2} = \pi x_{1_0},$$

$$(45) \qquad y'_1 = \omega_H x_{1_0} \qquad \text{et} \qquad y''_1 = 0;$$

pour $\varphi = \varphi_2 = \text{arc tg}\ \nu$, on a

$$(46) \qquad y_2 = \frac{1}{2}\pi x_{1_0},$$

$$(47) \qquad y'_2 = \pi\frac{K_x}{\omega_H^2},$$

$$(48) \qquad y''_2 = 2\frac{K_x}{\omega_H}.$$

Les équations de la trajectoire des électrons montrent que lorsque le champ électrique et la vitesse v augmentent à l'instant initial, les électrons atteignent plus rapidement la région où leur vitesse radiale s'annule; celle-ci tout le long de leur trajectoire est plus grande et leur déplacement tangentiel moins important.

Lorsque μ et ν tendent vers zéro d'une façon continue, les trajectoires tendent aussi d'une façon continue vers une trajectoire limite telle que

$$x_1 = x_{1_0} = 2\pi\frac{K_x}{\omega_H^2},$$

au bout d'un temps $t_{1_0} = \dfrac{2\pi}{\omega_H}$.

C'est le cas des lampes à forte charge d'espace qui limite l'émission de la cathode. Dans ce cas, pour cette valeur de t, l'accélération radiale x''_1 et l'accélération tangentielle y''_1 sont nulles toutes les deux; ceci signifie que la force électrique est égale à la force magnétique et que les électrons sont en équilibre sous l'action de ces deux forces; la force électrique eE étant dirigée vers l'anode, et la forme magnétique $ey'H$ vers la cathode. Nous montrerons dans un prochain paragraphe que dans cette région, les électrons sont dans une position d'équilibre stable.

c. Répartition de la densité de charge d'espace lorsque la vitesse initiale est nulle.

Nous allons calculer la répartition de charge d'espace ρ pour le cas des électrons émis avec une vitesse extrêmement faible.

La relation $\rho = f(\varphi)$ est obtenue à partir des deux équations (14) et (19 *b*), on a

$$(49) \qquad \rho = \frac{i_{rc}}{x'} = \frac{i_{rc}}{\dfrac{K_x}{\omega_H^2}}\,\frac{1}{1-(1-\mu)\cos\varphi + \nu\sin\varphi} = \frac{\omega_H^2}{4\pi\alpha}\,\frac{1}{1-(1-\mu)\cos\varphi + \nu\sin\varphi}.$$

Nous voyons que pour $\varphi = 0$, on a

$$\rho = \frac{i_{rc}}{v}.$$

Si les électrons sont émis sans vitesse initiale, la densité de charge d'espace devient alors infinie près de la cathode.

Pour $\varphi = \pi - \text{arc tg}\,\dfrac{1-\mu}{\nu}$, on a

$$\rho = \frac{i_{rc}}{\dfrac{K_x}{\omega_H^2}}$$

et pour $\varphi = \varphi_1$, on a

$$\rho = \infty .$$

La densité de charge d'espace devient donc infinie pour $\varphi = \varphi_1$ soit pour $x = x_1$.

La courbe de la figure 7 montre les variations

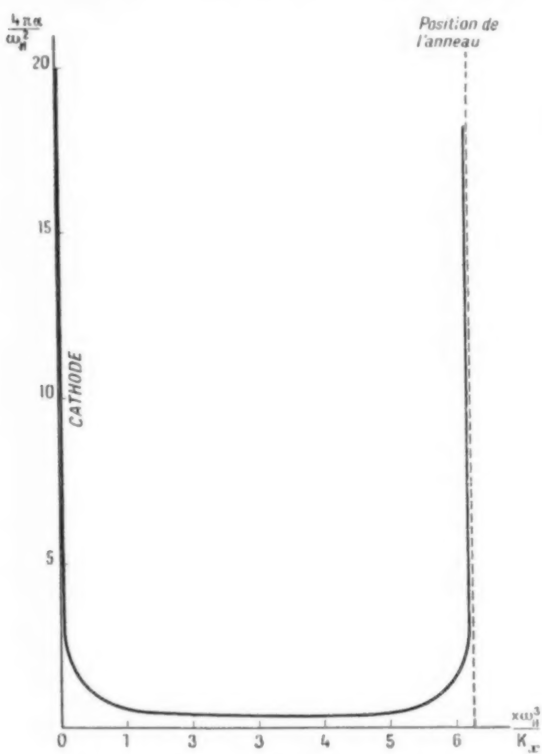


Fig. 7. — Courbe représentative de $\rho = f(x)$ lorsque la vitesse initiale des électrons est nulle.

de ρ en fonction de x dans le cas limite du champ électrique nul sur la cathode.

Le fait que la densité de charge ρ devienne infinie pour une valeur particulière de x n'est pas inconcevable car la charge totale q conserve une valeur finie.

On a

$$q = \iiint_{V} \rho \, dV,$$

V représentant le volume cylindrique contenant les électrons, limité d'une part par la cathode, d'autre part par le cylindre de rayon r_1.

On a

$$q = \int_0^{2\pi} d\theta \int_{r_c}^{r_1} \rho \, r \, dr,$$

avec

$$\rho = \frac{r_c i_{rc}}{r r'} = \frac{r_c i_{rc}}{r \, dr} dt.$$

D'où pour q l'expression

$$(50) \quad q = 2\pi r_c i_{rc} \int_0^{t_1} dt = \frac{2\pi r_c i_{rc}}{\omega_H} \int_0^{\varphi_1} d\varphi = \frac{2\pi r_c i_{rc}}{\omega_H} \varphi_1.$$

Nous avons donc calculé en fonction du rayon la variation de la densité de charge d'espace ρ et la charge totale d dans le cas d'électrons émis avec une vitesse nulle. C'est un cas particulier du problème plus général que nous allons traiter maintenant.

d. Répartition de la densité de charge d'espace ρ pour des électrons émis avec des vitesses quelconques.

On sait qu'il existe au sein d'un métal des électrons de conduction se déplaçant à des vitesses variant avec la température de ce métal.

Lorsque celui-ci est chauffé, les vitesses des électrons peuvent augmenter considérablement, et leurs déplacements ainsi que la distribution de leurs vitesses obéissent aux lois de la Mécanique statistique. On sait que lorsqu'une plaque métallique est placée dans le vide jouant le rôle de cathode et que l'on crée une différence de potentiel appropriée,

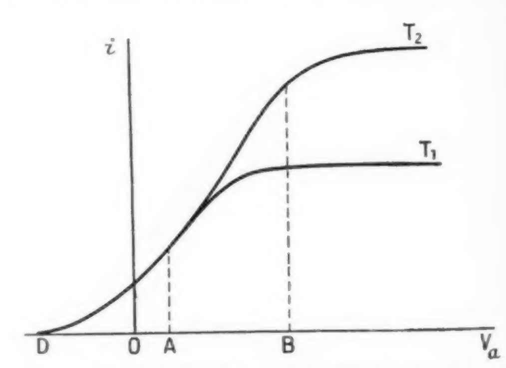


Fig. 8. — Variation du courant électronique qui circule dans le circuit de l'anode (T désigne la température absolue de la cathode).

on observe dans le circuit de l'anode un courant électronique issu du métal dont la variation déterminée expérimentalement est donnée par la courbe de la figure 8.

Pour des tensions négatives (zone OD, appelée domaine résiduel), on observe un courant extrêmement faible dû aux électrons les plus rapides issus de la cathode. Ces électrons ont une vitesse initiale

suffisamment élevée pour vaincre la différence de potentiel antagoniste qui tend à les ramener vers la cathode. Ce courant appelé « courant de départ » varie en fonction de la tension anodique suivant une loi analogue à celle qui régit la distribution des vitesses des électrons sortant de la cathode. Dans le cas de la distribution des vitesses de Boltzmann ce courant varie comme $e^{\frac{-eV_a}{kT}}$.

Dans la zone OA, le courant croît proportionnellement à $V_a^{\frac{3}{2}}$ comme le montre la loi de Langmuir. Ce domaine est celui des charges d'espace. Au delà, on atteint le courant de saturation de la cathode (au-dessus du point B).

On sait que l'allure de cette courbe s'explique en considérant que les électrons qui se meuvent à l'intérieur du métal ne peuvent en général pas sortir de celui-ci. Il existe entre l'extérieur du métal et le vide environnant une différence de potentiel V_0 qui renvoie une partie des électrons dans le métal. Seuls les électrons qui ont une énergie cinétique suffisante pour franchir cette barrière de potentiel pourront sortir de la surface métallique et se déplacer dans le vide. Le courant de saturation est atteint lorsque le potentiel anodique est suffisamment élevé pour accélérer tous les électrons sortant du métal, ceux-ci pouvant constituer une charge d'espace devant la cathode.

Nous appelons v_1 la vitesse d'un électron normale à la surface cathodique, à l'intérieur du métal; rappelons que nous avons désigné par v la vitesse d'émission des électrons, normale à la cathode. D'après ce que l'on vient d'indiquer, seuls les électrons ayant des vitesses $v_1 > v_0$ pourront sortir du métal, la vitesse v_0 étant déterminée par la relation

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = e V_0, \tag{51}$$

entre v_1, v_0 et v on a donc la relation $v = v_1 - v_0$.

La fonction de distribution s'appliquant au cas du mouvement des électrons à l'intérieur du métal est donnée par la statistique de Fermi-Dirac :

$$\omega(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \omega_i}{kT}} + 1},$$

ε étant l'énergie cinétique des électrons; $\omega(\varepsilon)$ indique le nombre d'électrons qui ont en moyenne l'énergie ε, et ω_i est le paramètre de distribution de Fermi; K est la constante de *Boltzmann*.

Dans le cas actuel, la fonction de distribution de Fermi est sensiblement voisine de la fonction de Boltzmann et l'on a

$$f = C_0\, e^{-\frac{1}{2}\frac{m}{KT}(u_1^2 + v_1^2 + w_1^2)} = C_0\, e^{-\beta(u_1^2 + v_1^2 + w_1^2)}, \tag{52}$$

en posant $\beta = \frac{2KT}{m}$, m représente la masse d'un électron et C_0 une constante; u_1, v_1 et w_1 sont les composantes de la vitesse d'un électron suivant trois axes rectangulaires. La constante C_0 ne dépend que de constantes universelles.

Le nombre d'électrons par centimètre cube du métal dont la vitesse a ses composantes comprises entre u_1 et $u_1 + du_1$, v_1 et $v_1 + dv_1$, w_1 et $w_1 + dw_1$ est

$$dn = f(u_1, v_1, w_1)\, du_1\, dv_1\, dw_1.$$

Dans le problème qui nous intéresse, les électrons se dirigent tous suivant l'axe v_1 puisqu'ils sont émis normalement à la cathode; leur vitesse est comprise entre v_1 et $v_1 + dv_1$, et leur nombre est dn; d'après ce que nous avons dit la vitesse v_1 à l'intérieur du métal doit être supérieure à v_0. Nous n'aurons donc dans ce qui suit à ne considérer que les électrons émis dans une seule dimension, leur vitesse v variant à l'intérieur du métal de v_0 à $+\infty$.

Soit donc ρ la densité de charge d'espace calculée précédemment à partir des équations du mouvement des électrons à l'intérieur de l'espace interélectrodes. Cette densité ρ ne concerne que des électrons émis avec la même vitesse v. Nous voulons connaître la densité de charge ρ_T due à tous les électrons émis avec des vitesses initiales différentes, variant de zéro à l'infini. ρ_T est donc donnée en fonction de ρ par la relation

$$\rho_T = \int_{v_0}^{\infty} \rho f(v_1)\, dv_1.$$

La densité de charge d'espace ρ étant déterminée par l'équation (49) et $f(v_1)$ par l'équation (52), on a

$$\rho_T = C_1 i_{rc} \int_{v_0}^{\infty} \frac{e^{-\beta v_1^2}\, dv_1}{x'}, \tag{53}$$

C_1 est une nouvelle constante.

Les équations (19 *a*) et (19 *b*) peuvent s'écrire, en tenant compte de ce que $v = v_1 - v_0$ et en posant

$$\mu_0 = \frac{v_0\, \omega_H^2}{K_x},$$

$$x = \frac{K_x}{\omega_H^3}\Big[\varphi - \sin\varphi + \nu(1 - \cos\varphi) - \mu_0 \sin\varphi + v_1 \frac{\mu_0}{v_0}\sin\varphi\Big] = A + Bv_1, \tag{54 a}$$

$$x' = \omega_H\left[\frac{dA}{d\varphi} + v_1\frac{dB}{d\varphi}\right]. \tag{54 b}$$

Nous cherchons à obtenir les variations de ρ en fonction de x, pour cela nous allons calculer la valeur de ρ_T pour une valeur donnée de x, puis nous construirons point par point la courbe

$$\rho_T = f(x).$$

Différentions l'expression (54 a) en considérant x comme une constante; on a

$$\mathrm{d}x = 0 = \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}\varphi}\,\mathrm{d}\varphi + v_1\,\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}\varphi}\,\mathrm{d}\varphi + B\,\mathrm{d}v_1 = \frac{x'}{\omega_H}\,\mathrm{d}\varphi + B\,\mathrm{d}v_1,$$

d'où

$$\frac{\mathrm{d}v_1}{x'} = -\frac{\mathrm{d}\varphi}{B\,\omega_H}.$$

Déterminons les deux limites de l'intégrale (53) avec la variable φ.

La limite supérieure $v_1 = \infty$ correspondant aux électrons émis avec une vitesse infinie est obtenue pour le temps $\varphi = 0$.

La limite inférieure $v_1 = v_0$ correspond aux électrons émis sans vitesse initiale; ces derniers atteignent la distance donnée x au bout du temps φ_0 donné par l'équation

$$(55)\qquad x = \frac{k_x}{\omega_H^2}\,[\varphi_0 - \sin\varphi_0 + \nu(1 - \cos\varphi_0)].$$

Dans ces conditions l'intégrale (53) va s'écrire

$$\rho_T = \frac{Ci_{rc}}{\omega_H}\int_0^{\varphi_0} \frac{e^{-\beta\left[\frac{x-A}{B}\right]^2}\,\mathrm{d}\varphi}{B}.$$

Posons $\dfrac{x\,\omega_H^2}{k_x} = \xi$, ξ étant une variable sans dimension.

Nous obtenons pour ρ_T l'expression

$$(56)\qquad \rho_T = Ci_{rc}\int_0^{\varphi_0} e^{-a\left(1+\frac{f}{\mu_0}\right)^2}\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\sin\varphi},$$

avec

$$a = Bv_0^2$$

et

$$f = f(\varphi) = \frac{\xi - (\varphi - \sin\varphi) - \nu(1 - \cos\varphi)}{\sin\varphi}.$$

Calculons la valeur des coefficients a et μ_0, v_0 est donné par l'expression

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}\,V_0},$$

v_0 étant de l'ordre du volt pour les cathodes à oxyde de baryum; on trouve alors

$$a \,/\!/\, 20.$$

D'autre part dans les magnétrons utilisés, on obtient $i = 12$ mA pour une tension anodique de 200 V. Dans ces conditions on trouve, pour un champ magnétique continu $H = 1100$ gauss une valeur de μ_0 de l'ordre de 100.

Construisons avec ces valeurs la courbe $\rho = f(\xi)$ pour une valeur particulière de ν : $\nu = 0{,}4$.

Pour obtenir un point de cette courbe on se donne une valeur de φ_0 à partir de laquelle on détermine par l'équation (55) la valeur correspondante de ξ.

On construit la courbe $e^{\frac{-a\left(1+\frac{f}{\mu_0}\right)^2}{\sin\varphi}}$ et l'on obtient la valeur de $\dfrac{\rho_T}{Ci_{rc}}$ par intégration graphique.

Montrons que la densité ρ_T donnée par l'équation (56) devient infinie lorsque φ_0 tend vers zéro, ou vers π. Nous pourrons dans cette expression négliger l'exponentielle si $\dfrac{f}{\mu_0} \leq \dfrac{1}{10}$.

Si l'on appelle φ_1 la valeur de φ pour laquelle l'égalité précédente est réalisée, on trouve entre φ_1 et φ_0 la condition $\varphi_1 \leq \dfrac{\varphi_0^2}{50}$ pour de faibles valeurs de φ_1 et de φ_0.

Dans ces conditions, l'expression (56) s'écrit

$$(57)\qquad \rho_T = Ci_{rc}\int_0^{\varphi_1} e^{-a\left(1+\frac{f}{\mu_0}\right)^2}\,\frac{\mathrm{d}\varphi}{\sin\varphi} + e^{-a}\int_{\varphi_1}^{\varphi_0}\frac{\mathrm{d}\varphi}{\varphi}.$$

La première intégrale de cette expression a une valeur finie tendant vers zéro si φ_1 tend vers zéro, la seconde s'écrit

$$e^{-a}\,L\,\frac{\varphi_0}{\varphi_1} = e^{-a}\,L\,\frac{1}{\varphi_0}.$$

qui tend vers l'infini si φ_0 tend vers zéro.

Un raisonnement indentique montrerait que ρ_T tend aussi vers l'infini si φ_0 tend vers π.

Nous avons vu que lorsque l'on considère les électrons émis sans vitesse initiale, la densité de charge devient infinie lorsque $\varphi = 2\pi$. La différence apportée par les lois statistiques, qui permettent de considérer tous les électrons émis avec des vitesses variant de zéro à l'infini, est que la région de forte densité électronique est atteinte en un temps plus court. On peut alors considérer que la courbe de répartition de la charge est la même que celle obtenue pour des électrons émis avec une même vitesse initiale v; cette vitesse v correspond à une vitesse future de l'électron, nulle pour $\varphi = \pi$, on trouve alors pour μ la valeur $\mu = 2$.

Les équations du mouvement des électrons sont alors les équations (19) et (20) dans lesquelles on pose $\mu = 2$.

On trouve donc

$$(58)\quad \begin{cases} x = \dfrac{K_x}{\omega_H^3}[\varphi + \sin\varphi + \nu(1 - \cos\varphi)], \\ x' = \dfrac{K_x}{\omega_H^2}[1 + \cos\varphi + \nu \sin\varphi], \\ x'' = \dfrac{K_x}{\omega_H}[-\sin\varphi + \nu\cos\varphi]; \end{cases}$$

$$(59)\quad \begin{cases} y = \dfrac{K_x}{\omega_H^3}\left[\dfrac{\varphi^2}{2} + 1 - \cos\varphi + \nu(\varphi - \sin\varphi)\right], \\ y' = \dfrac{K_x}{\omega_H^2}[\varphi + \sin\varphi + \nu(1 - \cos\varphi)]; \\ y'' = \dfrac{K_x}{\omega_H}[1 + \cos\varphi + \nu\sin\varphi]. \end{cases}$$

La valeur x_1 de x est alors

$$(60)\qquad x_1 = \frac{K_x}{\omega_H^2}(\pi + 2\nu),$$

d'où

$$\xi_1 = \frac{x_1\,\omega_H^2}{K_x} = 3{,}94.$$

Le calcul montre que dans les conditions usuelles d'utilisation la valeur de x_1 est de l'ordre de 1/100e de millimètre.

On peut calculer la vitesse v_1 des électrons à l'intérieur du métal, correspondant à $\mu = 2$.

On a

$$\mu_0 = \frac{v_0\,\omega_H^2}{K_x} = 100, \qquad \mu = \frac{v\,\omega_H^2}{K_x} = 2,$$

d'où

$$v = \frac{v_0}{50} \qquad \text{et} \qquad v_1 = v_0\left(1 + \frac{1}{50}\right).$$

Dans le cas des électrons émis sans vitesse initiale on a $v_1 = v_0$. On voit donc que lorsque l'on considère tous les électrons émis avec des vitesses initiales variant d'une valeur nulle à une valeur infinie, la vitesse des électrons la plus probable à l'intérieur de la cathode diffère de 1/50e de la valeur de celle qui produit une émission sans vitesse initiale. Ceci revient à porter la cathode à un potentiel $-V_0$ négatif par rapport à l'anode, produisant un champ accélérateur d'électron tel que

$$\frac{1}{2}mv_1^2 = \frac{1}{2}mv_0^2\left(1 + \frac{1}{25}\right) = -eV_0.$$

La figure 9 montre les variations de

$$\frac{\rho_T}{e^{-a}\,C i_{re}} = f(\xi).$$

Cette courbe a été obtenue par la méthode décrite précédemment. Elle présente deux zones de forte densité électronique, l'une près de la cathode, l'autre à la distance $\xi = \xi_1$. Nous appellerons cette deuxième zone « l'anneau d'électrons ».

Comparons la courbe de la figure 9 avec celle de la figure 7. Nous voyons que la première est fortement dissymétrique et que la largeur de l'anneau est beaucoup plus importante que celle de la zone cathodique, alors que sans l'hypothèse statistique des vitesses (*fig.* 7) la courbe était rigoureusement symétrique. Nous pouvons en conclure que la presque totalité de la charge d'espace se trouve dans

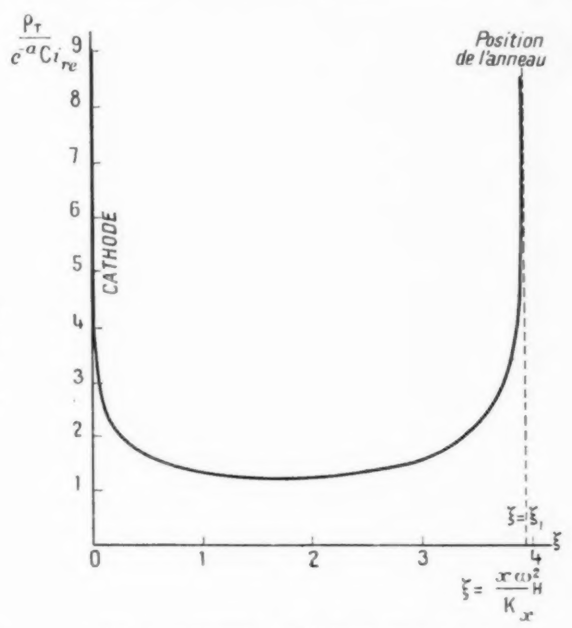


Fig. 9. — Courbe représentative de $\rho = f(x)$ lorsque la vitesse initiale des électrons est quelconque.

l'anneau central; ce sont les électrons de cette zone qui jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement de la lampe. Nous verrons dans la deuxième partie que cette hypothèse est fondamentale dans l'étude de tous les phénomènes d'interaction avec une onde de haute fréquence.

Nous avons construit la trajectoire d'un électron dans les deux cas où celui-ci est émis sans vitesse initiale, et avec la vitesse la plus probable (*fig.* 10).

L'étude de ces trajectoires montre le point où la courbe a une pente égale à l'unité; dans le cas où la vitesse initiale des électrons est nulle, celui-ci se trouve sensiblement au tiers de la distance x_{10}. Lorsque la vitesse initiale des électrons est telle que $\mu = 2$, ce point se trouve situé environ à la moitié de x_1. Ainsi, comme nous l'avons déjà signalé,

lorsque la vitesse initiale des électrons augmente, la composante radiale du mouvement devient comparativement plus importante, par rapport à la composante tangentielle.

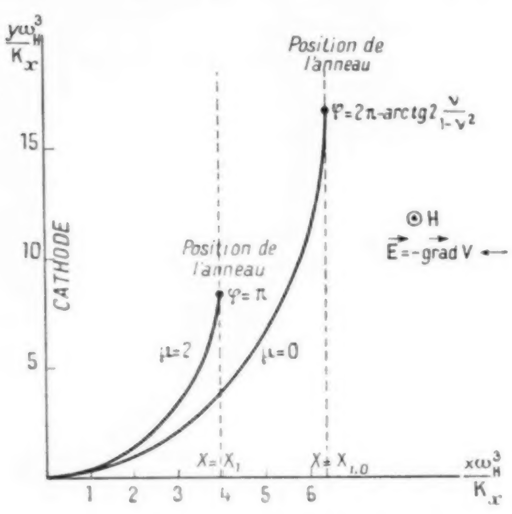


Fig. 10. — Trajectoires des électrons émis sans vitesse initiale $\mu = 0$ et avec la vitesse la plus probable $\mu = 2$.

e. **Calcul du champ et du potentiel.**

Le champ électrique dans la zone telle que $0 < x < x_1$ est obtenu à partir des équations (10) et (58); on trouve

$$E = \frac{K_x}{2\omega_H}\varphi + E_c. \tag{61}$$

Pour $x = x_1$ on a $\varphi = \varphi_1$; on obtient donc le champ électrique sur l'anneau

$$E_1 = \frac{4\pi^2 i_{rc}}{\omega_H} + E_c \tag{62}$$

ou

$$\alpha E_1 = \frac{\omega_H^2 x_1}{1 + \frac{2\nu}{\pi}} + \alpha E_c.$$

Le potentiel V est obtenu par intégration à partir du champ électrique; on a

$$V = -\int_0^{x_1} E\,\mathrm{d}x = -\int_0^{\varphi_1} E x'\,\mathrm{d}t.$$

D'où

$$V = -xE_c - \frac{4\pi i_{rc}}{\omega_H^2}\int_0^{\varphi_1} \varphi x'\,\mathrm{d}\varphi + \text{const.}, \tag{63 a}$$

on obtient

$$V = -xE_c - \frac{16\pi^2 \alpha i_{rc}}{\omega_H^4} \times \left[\frac{\varphi^2}{2} + \varphi \sin\varphi + \cos\varphi - \nu\varphi\cos\varphi + \nu\sin\varphi - 1\right] - V_0. \tag{63 b}$$

Le potentiel sur l'anneau est alors

$$V_1 = -x_1 E_c - \frac{2K_x^2}{\alpha\omega_H^4}\left[\left(\frac{\pi}{2} + \nu\right)^2 - 1\right] - V_0. \tag{64}$$

CHAPITRE III.

TRAJECTOIRES TANGENTIELLES.

Étudions maintenant le mouvement des électrons lorsque ayant acquis une vitesse suffisante ils décrivent sous l'effet de la force magnétique une trajectoire sensiblement perpendiculaire au rayon vecteur.

Les équations des forces appliquées sont toujours les équations (5) et (6). L'équation (8) de Poisson subsiste, mais c'est l'équation de conservation de l'électricité qui doit être modifiée suivant l'équation (3 *b*) :

$$\rho r \theta' = i_0. \tag{3 b}$$

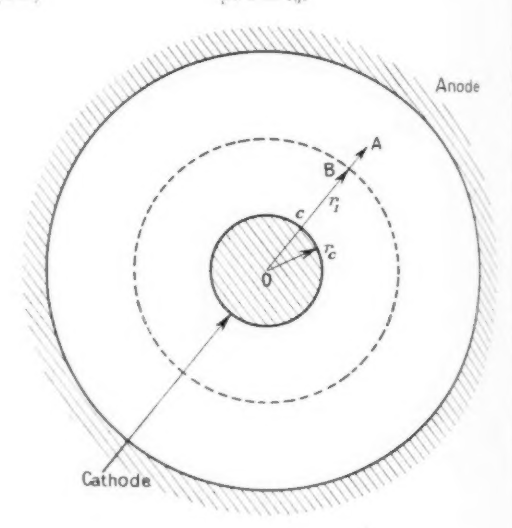


Fig. 11.

a. **Équation du mouvement.**

Considérons le schéma (*fig.* 11) d'un magnétron. La circonférence de rayon $OB = r_1$ représente la position de l'anneau électronique. Soit $OA = r$ un rayon vecteur.

Nous allons étudier le mouvement des électrons à partir du point B, compte tenu des forces appliquées. Prenons comme variable

$$\xi = \frac{AB}{OB} = \frac{r - r_1}{r_1} = \frac{r}{r_1} - 1.$$

Nous écrivons

$$r = r_1(1 + \xi),$$
$$r' = r_1\xi',$$
$$r'' = r_1\xi''.$$

Nous traitons d'abord le cas où ξ est un infiniment petit devant 1 et par conséquent les termes en ξ^2 peuvent être négligés.

On trouve dans ces conditions pour θ' l'expression

$$(65)\qquad \theta' = \frac{\omega_H}{2}\,\frac{r_1^2 - r_c^2}{r_1^2}\left[1 + 2\,\frac{r_c^2}{r_1^2 - r_c^2}\,\xi\right].$$

Le champ électrique est donné en fonction de ξ par l'expression

$$\alpha E = r_1\xi'' + \frac{\omega_H^2}{4}\,\frac{r_1^4 - r_c^4}{r_1^3}\left[1 + \frac{r_1^4 + 3r_c^4}{r_1^4 - r_c^4}\,\xi\right].$$

D'après l'équation de Poisson on va avoir en tenant compte de l'équation de la conservation de l'électricité qui s'écrit ici (3 *b*) $\rho r\theta' = i_0$:

$$\frac{d}{dr}(\alpha E) + \frac{\alpha E}{r} = 4\pi\alpha\rho = \frac{4\pi\alpha i_0}{r\theta'}.$$

D'où la nouvelle forme de l'équation de Poisson

$$\frac{d}{dr}(\alpha E) + \frac{\alpha E}{r} = \frac{K_x}{r\theta'}$$

ou

$$(66)\qquad \frac{d}{dr}(r\alpha E) = \frac{K_x}{\frac{\omega_H}{2}\left[1 - \frac{r_c^2}{r^2}\right]} = \frac{2K_x}{\omega_H}\left[1 + \frac{r_c^2}{r^2 - r_c^2}\right]$$

et en intégrant

$$(67)\qquad r\alpha E = \frac{2K_x}{\omega_H}\left[r_1 + \frac{r_1^2}{r_1^2 - r_c^2}\,\xi - \frac{r_c}{2}\,L\,\frac{r_1 + r_c}{r_1 - r_c}\right] + \text{const.}$$

D'autre part, l'équation (1) nous fournit une autre expression de αE :

$$(68)\qquad r\alpha E = r_1^2\xi'' - \frac{\omega_H^2}{2}\,\frac{r_1^4 + r_c^4}{r_1^2}\,\xi + \frac{\omega_H^2}{4}\,\frac{r_1^4 - r_c^4}{r_1^2}.$$

En éliminant $r\alpha E$ entre les deux équations (67) et (68) on obtient une équation différentielle du deuxième ordre en ξ_1 qui est l'équation du mouvement.

Compte tenu des conditions initiales

$$\xi = 0, \qquad \xi' = \xi'_0, \qquad \xi'' = \xi''_0,$$

cette équation différentielle s'écrit

$$(69\,a)\qquad \xi'' + \xi\left[\frac{\omega_H^2}{2}\,\frac{r_1^4 + r_c^4}{r_1^4} - \frac{2K_x}{\omega_H}\,\frac{r_1}{r_1^2 - r_c^2}\right] - \xi''_0 = 0.$$

Nous allons étudier le coefficient de ξ dont le signe est primordial pour le type de solution de cette équation.

On a vu que

$$r_1 - r_c = x_1 = 3{,}94\,\frac{K_x}{\omega_H^2}$$

d'après l'équation (60) avec $K_x = 4\pi\alpha i_{rc}$. Le coefficient de ξ peut s'écrire alors en fonction de x_1 et l'on a la nouvelle forme de l'équation (69)

$$(69\,b)\qquad \xi'' + \omega_H^2\,\xi\left[1 - 2\,\frac{x_1}{r_c} - \frac{K_x}{3{,}94\,K_x}\left(1 + \frac{x_1}{r_c}\right)\right] - \xi''_0 = 0$$

or

$$\frac{K_x}{3{,}94\,K_x} = \frac{i_0}{3{,}94\,i_{rc}} > \frac{i_0}{2\pi i_{rc}},$$

or l'on a vu que

$$\frac{i_0}{2\pi i_{rc}} = \frac{r_c}{\varepsilon} \gg 1,$$

par conséquent le coefficient de ξ est négatif.

Soit donc $-a^2$ ce coefficient :

L'équation (69) s'écrit

$$(69\,c)\qquad \xi'' - a^2\omega_H^2\,\xi - \xi''_0 = 0,$$

dont la solution est en appelant ξ'_0 la vitesse et l'accélération à l'instant initial

$$(70\,a)\qquad \xi = \frac{\xi'_0}{a\omega_H}\,\mathrm{sh}\,a\omega_H t + \frac{\xi''_0}{a^2\omega_H^2}\left[\mathrm{ch}\,a\omega_H t - 1\right],$$

soit

$$(70\,b)\qquad \xi = \frac{\xi'_0}{a\omega_H}\,\mathrm{sh}\,a\varphi + \frac{\xi''_0}{a^2\omega_H^2}\left[\mathrm{ch}\,a\varphi - 1\right].$$

L'équation (70 *b*) montre que si ξ'_0 et ξ''_0 sont positifs, la fonction ξ augmente exponentiellement avec le temps. Ceci revient à dire que les électrons se dirigent vers l'anode à partir de l'anneau. Or, l'anneau d'électrons étant fortement négatif tend à repousser les électrons vers l'anode, ξ'' est donc bien positif, ξ'_0 est aussi positif car il s'agit des électrons émis avec de grandes vitesses. Dans l'équation précédente ξ représente un nombre sans dimension, or dans le mouvement radial nous avons appelé x l'écart entre la position d'un électron et la cathode; si nous reprenons maintenant cette notation en prenant pour a l'expression simplifiée

$$a^2 = \frac{K_x}{3{,}94\,K_x}\left(1 + \frac{x_1}{r_c}\right)$$

puisque

$$\frac{K_x}{K_y} = 1.$$

Nous obtenons pour x et y les espressions suivantes :

$$(70\,c)\qquad x = x_1 + \frac{r_c}{a\omega_H}\left[\xi'_0 \operatorname{sh} a\tau + \frac{\xi''_0}{a\omega_H}(\operatorname{ch} a\tau - 1)\right],$$

$$(71)\qquad y = y_0 + \frac{1}{a}\left\{x_1 a\tau + \frac{r_c}{a\omega_H}\left[\xi'_0 \operatorname{ch} a\tau + \frac{\xi''_0}{a\omega_H}(\operatorname{sh} a\tau - a\tau)\right]\right\}.$$

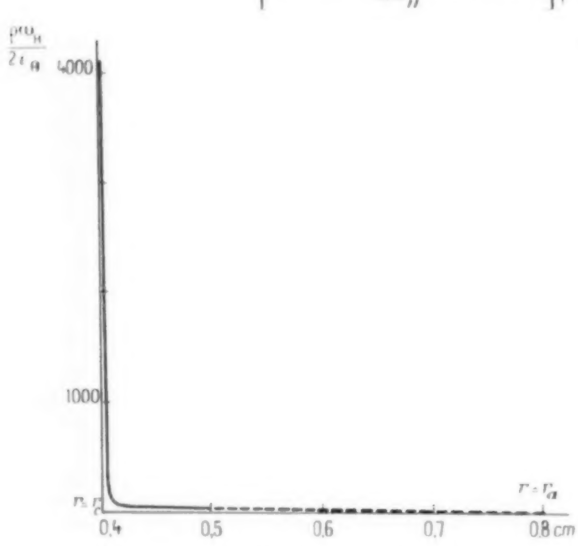


Fig. 12. — Variation de $\rho = f(x)$ pour $r > r_1$.

Les équations (70 c) et (71) déterminent le mouvement d'un électron dans l'espace existant au delà de l'anneau électronique. Toutefois dans des zones plus éloignées de l'anneau l'hypothèse initiale de ξ infiniment petit n'est plus valable. Il faut alors considérer les équations générales du mouvement. Nous n'exécuterons toutefois pas le calcul dans ce cas; en effet l'hypothèse de base exprimée par l'équation $i_r = 0$ ne peut être maintenue loin de l'anneau, et les calculs effectués n'auraient aucune signification physique. Cependant l'essentiel de la conclusion peut être déduit des équations (70 c) et (71) qui montrent que l'électron se dirige exponentiellement vers l'anode. Comme nous le verrons cette conclusion nous sera utile dans la deuxième partie de cette étude.

b. Détermination de la densité de charge d'espace.

On obtient l'expression de la densité de charge d'espace dans la région comprise entre l'anneau électronique et l'anode, à partir de l'équation (3 b), on a

$$(72)\qquad \rho = \frac{i_0}{r\theta'} = \frac{2 i_0}{\omega_H}\,\frac{r}{r^2 - r_c^2}.$$

Ici encore cette expression n'est plus valable dans tout l'espace s'étendant jusqu'à l'anode.

Les courbes des figures 12 et 13 représentent la variation de ρ en fonction de r; elles montrent que la densité de charge d'espace diminue extrêmement rapidement lorsque les électrons quittent l'anneau.

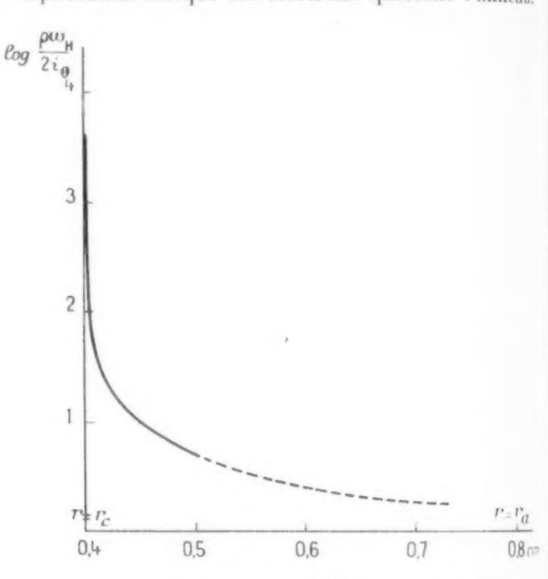


Fig. 13. — Variation de $\log \frac{\rho\omega_H}{2i_0} = f(x)$our $r > r_1$.

Il en résulte que la densité de charge près de l'anode, prolongée en pointillé sur la figure, est extrêmement petite comparée à la densité de charge dans l'anneau. En première approximation, nous assimilerons donc le champ électrique sur l'anneau d'électrons au champ du condensateur cylindrique ayant comme électrodes l'anode du magnétron et l'anneau électronique portés repectivement aux potentiels V_a et V_1. Cette notion sera utilisée dans la deuxième partie dans le calcul du champ électrique continu.

CHAPITRE IV.

PERTES PAR RAYONNEMENT.

On sait que du fait que l'électron possède une charge électrique e, il émet en mouvement une certaine quantité d'énergie rayonnante. D'après

la théorie de Maxwell l'énergie de l'électron doit diminuer par seconde de la quantité

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{2e^2}{3c^3}\overline{r''^2_2}.$$

Il en résulte que l'équation (10) n'est donc pas rigoureuse, mais qu'il existe une force de freinage agissant sur l'électron égale à $-\frac{2e^2}{3c^3}$.

L'équation (10) doit donc subir une correction et s'écrire

$$(73)\qquad x'' + \omega_H^2 x - \frac{2e^2}{3mc^3}x''' = K_x t + \alpha E_c.$$

La solution de l'équation (73) s'obtient

$$(74)\qquad x = \frac{K_x}{\omega_H^3} e^{-\frac{\gamma}{2}t}\left[\sin\omega_H t + \nu(1-\cos\omega_H t)\right] + \frac{K_x}{\omega_H^3}\omega_H t.$$

$$(74')\qquad x' = \frac{K_x}{\omega_H^3}\Big\{ -\frac{\gamma}{2}\left[\sin\omega_H t + \nu(1-\cos\omega_H t)\right] + \omega_H\left(1-\frac{\gamma}{2}t\right)(\cos\omega_H t + \nu\sin\omega_H t) + \omega_H\Big\}$$

en posant

$$\gamma = \frac{2e^2\omega_H^2}{3mc^3}$$

supposé très petit devant 1.

Posons $\omega_H t = \varepsilon + \pi$. On trouve que $x' = 0$ si

$$\varepsilon = \frac{1{,}2\gamma}{\omega_H \nu}.$$

La vitesse x' devient donc nulle pour une valeur de $\omega_H t$ légèrement supérieure à π et telle que

$$\omega_H t = \pi + \frac{1{,}2\gamma}{\omega_H\nu}.$$

Pour $\omega_H t = \pi$ on trouve une vitesse

$$V_\pi = \frac{K_x}{\omega_H^3}\gamma\left(\frac{\pi}{2} - \nu\right) \simeq 1{,}2\frac{K_x}{\omega_H^3}\gamma.$$

On a vu que dans l'anneau la densité de charge d'espace devenait infinie lorsque $\omega_H t$ était égale à π. D'après ce que l'on vient de montrer, la densité de charge d'espace ne tend donc pas vers l'infini mais vers une valeur limite ρ_{max} qui est

$$(75)\qquad \rho_{max} = \frac{i_{rc}}{1{,}2\frac{K_x}{\omega_H^3}\gamma} = \frac{i_{rc}}{1{,}2K_x}\frac{3\omega_H mc^3}{2e^2},$$

ρ_{max} est la valeur maxima de la charge d'espace obtenue pour $r = r_1$. Les valeurs de la charge d'espace ρ données par l'équation (56) doivent donc subir la correction précédente.

CHAPITRE V.

ÉQUILIBRE DE L'ÉLECTRON DANS L'ANNEAU.

Nous allons étudier la stabilité du mouvement des électrons, lorsqu'ils atteignent l'anneau, c'est-à-dire lorsque $\varphi = \varphi_1 = \pi$.

Nous négligerons dans le calcul actuel les corrections indiquées au chapitre précédent.

Nous considérons les équations générales (1) et (8); l'équation (5 *a*) montre que lorsque l'accélération radiale r'' est nulle, l'équation du mouvement de l'électron dans l'anneau est

$$-r_1\theta_1'^2 + r_1\theta_1'\omega_H = \alpha E_1.$$

La vitesse radiale et l'accélération tangentielle sont nulles également. Il en résulte que la force magnétique $eHr_1\theta_1'$ est alors dirigée vers la cathode, la force eE est radiale, elle aussi, mais dirigée vers l'anode. L'électron se trouve donc être en équilibre sous l'action de ces forces, $r_1\theta_1'$ étant la force centrifuge. Nous allons montrer que cet équilibre est un équilibre stable.

Supposons donc qu'un électron soit soumis à une variation de l'accélération radiale $\Delta r''$; il est alors écarté de sa position d'équilibre d'une distance Δr.

D'après l'équation

$$r'' - r\theta'(\theta' - \omega_H) = \alpha E,$$

il en résulte une variation de la vitesse angulaire θ' et l'équation précédente s'écrit alors

$$(76)\qquad \Delta r'' + \Delta r\frac{\omega_H^2}{4}\left[1 + 3\frac{r_c^4}{r_1^4}\right] = \alpha\,\Delta E_1.$$

Nous avons vu que le champ électrique entre l'anneau électronique et l'anode peut être assimilé en première approximation à celui d'un conducteur cylindrique.

Le calcul donne alors

$$\Delta E_1 = \frac{E_1}{r_1}\left(\frac{1}{\mathrm{Log}\frac{r_a}{r_1}} - 1\right)\Delta r.$$

L'équation (76) s'écrit

$$\Delta r'' + \Delta r\left[\omega_H^2 - \frac{\alpha E_1}{r_1}\left(2 + \frac{1}{\mathrm{Log}\frac{r_a}{r_1}}\right)\right] = 0,$$

d'où

$$\Delta r = A \cos \omega t, \tag{77}$$

avec

$$\omega^2 = \omega_H^2 - \frac{\alpha E_1}{r_1}\left(2 + \frac{1}{\operatorname{Log}\frac{r_a}{r_1}}\right). \tag{78}$$

L'équation (77) montre que l'équilibre autour de l'anneau est un équilibre stable.

L'électron peut osciller librement autour de sa position d'équilibre à la fréquence $f = \frac{\omega_H}{2\pi}$.

L'expression précédente montre que la fréquence d'oscillation propre dépend à la fois du champ magnétique et de la tension. Pour les tensions pratiquement utilisées le terme correctif proportionnel à la tension anodique est petit devant le terme principal ω_H^2, la fréquence limite est alors

$$f = \frac{\omega_H}{2\pi} = -\frac{1}{2\pi}\frac{eH}{m}.$$

Contrairement aux formules vues jusqu'ici, la formule (78) n'est valable que pour le magnétron coaxial théorique; dans les magnétrons multicavités, les fréquences d'oscillation dépendent du mode d'oscillation des cavités.

Nous donnerons dans la deuxième partie de cette étude les formules de la variation de ω_H en fonction du potentiel anodique V_0 pour des magnétrons multicavités, formules obtenues par le calcul des fréquences de résonance de la charge d'espace.

CONCLUSION.

Nous nous étions proposé au début de ce chapitre de calculer la répartition de la densité de charge d'espace dans le magnétron à l'état bloqué. Nous y sommes parvenus en considérant les deux parties distinctes du mouvement d'un électron, ce qui nous a permis d'effectuer dans les calculs certaines simplifications. En considérant les pertes par rayonnement des électrons circulant dans l'espace inter-électrodes, nous avons pu raccorder les deux parties du mouvement de ces électrons et ainsi obtenir la répartition de la charge d'espace de la cathode à l'anode. En réalité comme nous l'avons signalé, le calcul développé au chapitre III ne permet pas de déterminer rigoureusement la densité de charge au voisinage de l'anode, il permet cependant d'obtenir la courbe représentative de la variation de la densité ρ en fonction du rayon près de l'anneau d'électrons, courbe qui montre la rapidité avec laquelle la densité de charge diminue lorsque les électrons s'éloignent de l'anneau à l'anode. On peut donc en conclure que sur l'anode la densité ρ est très faible.

En résumé la courbe $\rho = f(r)$ a donc qualitativement l'allure indiquée par la figure 14.

Cette courbe est tracée à partir des courbes des figures 9 et 12 et des résultats du chapitre V.

Le calcul montre que les valeurs de ρ_{min} au point A et de ρ_{max} au point B sont telles que le rapport $\frac{\rho_{max}}{\rho_{min}}$ est de l'ordre de 10^4.

Nous avons montré au chapitre III qu'un électron arrivé au niveau de l'anneau devait ensuite s'en éloigner animé d'un mouvement variant exponentiellement en fonction du temps [équat. (70)], puis

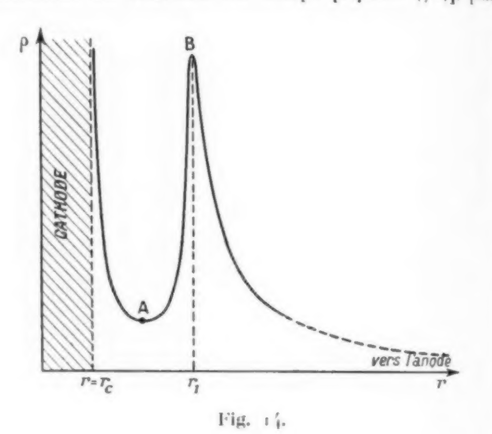


Fig. 14.

atteindre l'anode. Il en résulterait que tous les électrons qui quittent la cathode devraient atteindre l'anode. En réalité il en est autrement; nous avons en effet négligé dans l'étude précédente les forces de répulsion de Coulomb entre électrons qui tendent à élargir l'anneau, et l'action de l'anneau lui-même sur les électrons qui s'en rapprochent venant de la cathode. Cet anneau, en effet, fortement négatif, produit un champ de freinage qui tend à ramener les électrons sur la cathode; il en résulte qu'un grand nombre de ceux-ci décrivent des trajectoires ayant une forme approchée de cycloïde avant de retourner sur la cathode. Ils contribuent néanmoins, dans une certaine proportion à former l'anneau, mais ce sont les électrons les plus rapides qui peuvent continuer leur course jusqu'à l'anode. Il y a ainsi coexistence des deux états S et D mentionnés au début de cette étude. Cependant la conséquence fondamentale de cette théorie est bien que la charge d'espace à l'intérieur du magnétron en régime bloqué prend la forme d'un anneau d'électrons, et fait essentiel, que cet anneau est extrêmement

mince. Cette dernière remarque est très importante car elle permet de représenter le magnétron en fonctionnement statique, comme constitué par ses deux électrodes concentriques, et entre eux, proche de la cathode, un cylindre infiniment mince, formé par la presque totalité des électrons circulant dans l'espace interélectrodes (*fig.* 15).

Cette conception servira de point de départ à la théorie en régime dynamique exposée dans la deuxième partie; en effet, tous les mouvements des électrons sous des actions extérieures seront considérés comme prenant naissance à partir de l'anneau infiniment mince; c'est-à-dire que les électrons utiles seront supposés être tous situés sur le cylindre de rayon $r = r_1$.

Dans le dernier chapitre nous avons montré que l'équilibre d'un électron sur l'anneau était stable, l'électron ayant la possibilité d'osciller. Il en résulte que si la force d'origine électrique qui a écarté un électron de sa position d'équilibre, est entretenue et sinusoïdale, une véritable résonance électronique peut prendre naissance lorsque la pulsation propre de l'anneau, voisine de ω_H, devient égale à la pulsation ω de la force perturbatrice. On conçoit que même si l'amplitude de cette force reste faible, le mouvement des électrons puisse prendre une grande amplitude.

Nous étudierons dans la deuxième partie de cet exposé, les fréquences de résonance de l'anneau électronique sous l'action d'une onde électromagnétique de haute fréquence.

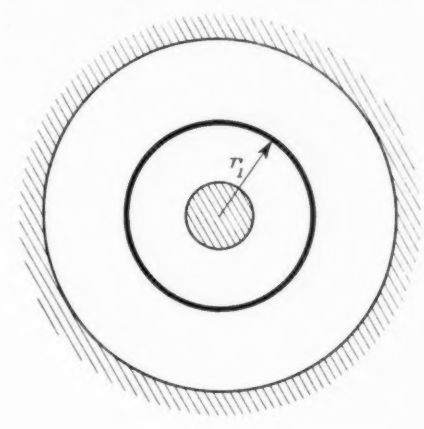


Fig. 15.

BIBILIOGRAPHIE.

Blewett et Ramo, *Phys. Rev.*, t. 57, 1940, p. 635; *J. Appl. Phys.*, t. 12, 1941, p. 856.

L. Brillouin, *Phys. Rev.*, t. 60, 1941, p. 385; t. 62, 1942, p. 166; t. 63, 1943, p. 127; *Proc. Inst. Rad. Eng.*, t. 32, 1944, n° 4, p. 216; *Phys. Rev.*, t. 67, 1945; t. 70, 1946, p. 187.

H. Gutton, *Étude sur le magnétron* (Note non publiée, janvier 1943).

Blanc-Lapierre et Goudet, *J. Phys. Rad.*, t. 6, 1945, n° 5.

Goudet, *Onde électrique*, n° 227, 1946, p. 49.

Voge, *Onde électrique*, n°s 233-234, 1946, p. 345.

Page et Adams, *Phys. Rev.*, t. 69, 1946, p. 492; t. 69, 1946, p. 494.

H. Gutton et J. Ortusi, *Onde électrique*, n°s 245-246, 1947, p. 307.

Lamb et Phillips, *J. Appl. Phys.*, t. 18, 1947, p. 230.

O. Dœhler, *Ann. Radioélectr.* t. 11, 1948, p. 29, t. 13, 1948, p. 184.

P. Fechner, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1848; t. 231, 1950, p. 124 et 270.

J. L. Delcroix, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1046; t. 232, 1951, p. 1413, 1633 et 2298; t. 233, 1951, p. 546.

L. Reverdin, *J. Appl. Phys.*, t. 22, 1951, n° 3, p. 257.

R. Becker, *Théorie des électrons*, édit. Alcan.

Louis de Broglie, *Optique Électronique*, édition de la *Revue d'Optique*.

Collins, *Microwave magnetrons*, M. I. T.

Rocard, *Électricité*, édit. Hermann et Cie.

Jahnke et Emde, *Table of functions*, Dower Publications.

G. Hok, *Advances in Electronics*, t. II, op. 219-250, Academic Press.

(*à suivre.*)

RÉSISTANCES NON LINÉAIRES
A BASE DE SEMI-CONDUCTEURS FRITTÉS (¹).

PAR N'GUYEN THIEN-CHI et JACQUES SUCHET,

Centre de Recherches techniques, Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Une précédente publication* (Annales de Radioélectricité *d'octobre* 1951) *avait déjà fourni des informations générales sur la préparation de matériaux à caractéristiques non linéaires et sur les propriétés des résistances non linéaires symétriques* (« *résistances NL* » *C.S.F.*). *Dans le présent article, les auteurs relatent certains progrès récents qui ont abouti à la gamme actuelle des éléments C. S. F. Ils s'étendent ensuite sur quelques applications importantes des nouvelles résistances.* (*C. D. U.* 621.3.011.2.)

SUMMARY. — *A previous publication* (Annales de Radioélectricité, *October* 1951) *has already furnished general information concerning the preparation of materials with non linear characteristics and concerning the properties of non linear symmetric resistors* (« *NL resistors* » *C.S.F.*). *In the present article, the authors give an account of some recent results which have added to the present range of C. S. F. components. They then go on to consider some important applications of the new resistors.* (*U. D. C.* 621.3.011.2.)

INTRODUCTION.

Nous pensons qu'il est utile de rappeler l'essentiel de ce qui avait été exposé dans le précédent article [1].

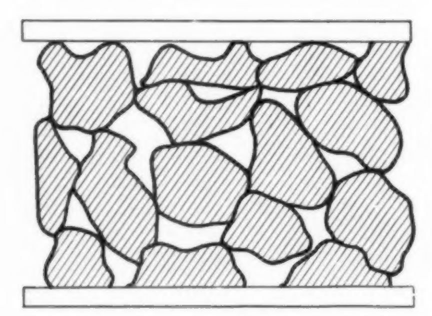


Fig. 1. — Aggloméral réalisé sous faible pression et fritté à basse température.

Alors que les résistances métalliques suivent la loi d'Ohm :

$$V = RI \qquad (R = \text{const.}).$$

les résistances dites « non linéaires » obéissent à une loi toute différente :

$$V = KI^n \qquad (K = \text{const.}).$$

qui peut s'écrire

$$RI^{1-n} = K \qquad (R \text{ variable}).$$

Les éléments non-linéaires sont caractérisés par les constantes K et n. Les résistances ordinaires en sont un cas particulier dans lequel $n = 1$ et $K = R$.

La non-linéarité repose, dans le cas actuel, sur les *phénomènes de contact* entre grains semi-conducteurs que l'on accroit par une technique appropriée : pressage sous pression moyenne et frittage à température modérée pour éviter l'interpénétration des particules, recherchée, par contre, dans le cas des thermistances (*fig.* 1). La fragilité de tels échantillons nécessite l'emploi de liants spéciaux et leur porosité exclut la métallisation des faces par peintures. Toutefois la recherche de solutions à ces problèmes technologiques ne doit pas faire oublier le but essentiel des travaux C. S. F. : la réalisation d'éléments non linéaires d'encombrement réduit laissant passer sous faible tension, des intensités aussi élevées que possible.

(¹) Cet article fait suite et complète l'article des mêmes auteurs paru dans notre n° 26, page 291 sous le même titre.

PREMIÈRE PARTIE.

RÉSISTANCES NON LINÉAIRES C. S. F.

Étude et mise au point de matériaux nouveaux.

Les travaux des Laboratoires C. S. F. sur des matériaux à base de carborundum [1] ont permis d'apporter des améliorations sensibles à leurs caractéristiques. Pour certains éléments, le coefficient n a pu être abaissé jusqu'à 0,1, ce qui multiplie l'intensité par 10 quand la tension passe de 235 à 300 V. A dimensions égales, la constante K a été de même considérablement diminuée. De tels progrès sont dus à plusieurs facteurs, parmi lesquels on peut citer l'emploi de poudres très pures de grande finesse qui permettent de multiplier les contacts inter-grains même entre électrodes très rapprochées et l'adoption d'un frittage à température modérée.

Mais le rôle essentiel revient aux *additifs*, dont la nature et le mode d'incorporation déterminent les caractéristiques finales. Les plus couramment utilisés, carbone amorphe, graphite, fer, abaissent bien la constante K en décalant les courbes V (I) vers les fortes intensités, mais n tend alors vers 1 au détriment de la non-linéarité [2].

Les travaux C. S. F. ont été orientés vers l'addition de certains semi-conducteurs qui présentent eux-mêmes, en agglomérats, le phénomène de non-linéarité. De telles réalisations ont été effectuées avec des oxydes susceptibles de déroger aux règles de la stoéchiométrie et dont les propriétés ont déjà été décrites en détail [3, 4]. L'oxyde de zinc par exemple, normalement isolant, peut perdre une partie de son oxygène par chauffage en atmosphère réductrice et devenir un semi-conducteur. D'autres oxydes analogues sont considérés comme des semi-conducteurs de type N.

Certains d'entre eux, en agglomérats frittés, présentent le phénomène de non-linéarité. La constante K, très variable est souvent beaucoup plus faible que celle du carborundum, et le coefficient n toujours nettement plus élevé.

La non-linéarité de contact du carborundum étant généralement attribuée à l'existence d'une pellicule de silice autour de chaque grain, on peut tenter dans le cas actuel une explication analogue. Un oxyde isolant MO peut, dans certaines conditions, donner naissance au semi-conducteur $MO_{0,9}$ par exemple et il est assez naturel de penser que des traitements mécaniques et thermiques subis par le matériau au cours de son élaboration font apparaître des grains enveloppés d'une couche superficielle d'oxyde isolant MO (*fig.* 2).

Caractéristiques des matériaux non linéaires C. S. F. — L'application des remarques précédentes a permis l'élaboration de matériaux doués de caractéristiques intéressantes.

Ils sont nettement plus légers que les matériaux existants, avec une densité de 1,8 au lieu de 2,5.

Leurs caractéristiques électriques sont pratiquement indépendantes de la température. Néanmoins, comme tout semi-conducteur, ils peuvent manifester un faible coefficient de température négatif. La résistance n'étant pas constante, il faut distinguer un taux de variation mesuré à tension constante (environ — 0,5 %/°C) et un taux mesuré à intensité constante (environ — 0,1 %/°C. Il serait plus logique de parler de taux de variation de K avec la température.

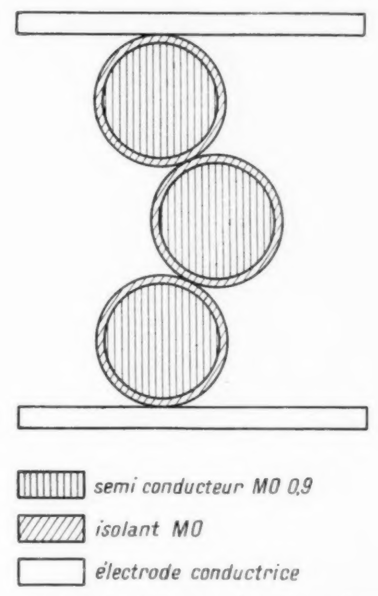


Fig. 2. — Représentation possible d'un agglomérat non linéaire d'oxyde semi-conducteur.

Présentations des résistances N. L.

La majorité des applications radioélectriques mettant en jeu des tensions relativement faibles, au plus égales à quelques centaines de volts, la présentation la plus avantageuse sera donc celle de disques ou de couronnes de faible épaisseur. Il apparaît immédiatement qu'il faudra distinguer deux catégories d'éléments : ceux n'ayant à dissiper qu'une faible puissance (1 mW à 1 W) pour lesquels un disque unique suffira et ceux destinés à dissiper

une puissance plus importante (1 à 50 W) pour lesquels il faudra envisager un empilement de couronnes avec interposition de plaques métalliques jouant le rôle de radiateur.

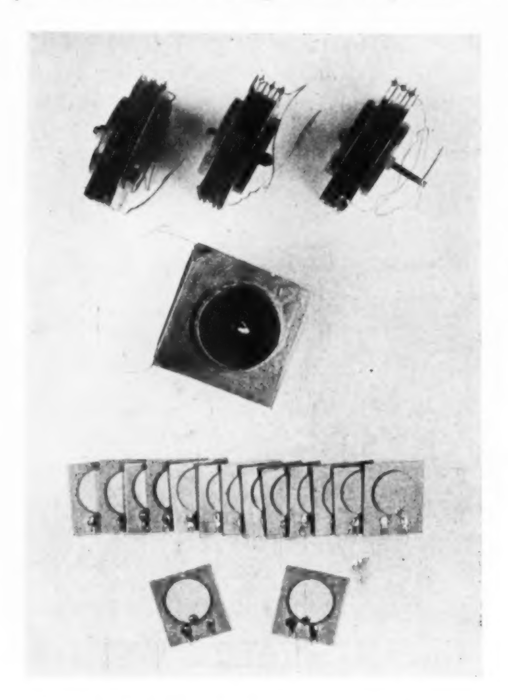


Fig. 3. — Photographie des résistances N. L. C. S. F.

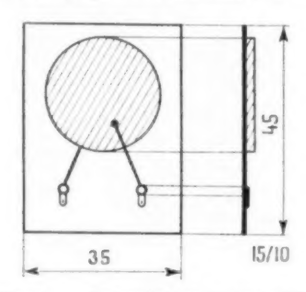


Fig. 4. — Présentation du type RD.

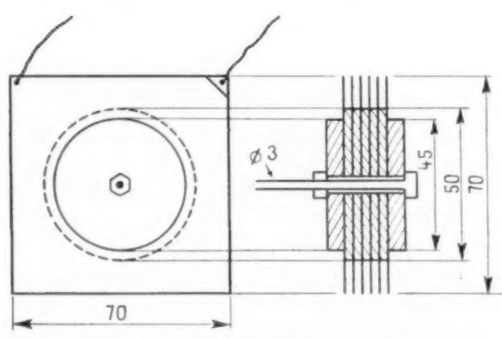


Fig. 5. — Présentation du type RH.

La photographie de la figure 3 et les schémas des figures 4 et 5 montrent les solutions adoptées pour l'instant :

— type RD (*fig.* 4 et bas de la figure 3), disque mince; diamètre, 25 mm; épaisseur, 7/10e de millimètre, monté sur plaquette de carton bakélisé; dissipation 1 W;

— type RH (*fig.* 5 et haut de la figure 3), couronnes diamètre intérieur, 8 mm; diamètre extérieur, 50 mm; épaisseur 1,5 à 2 mm; montées avec plaques de laiton de 70 × 70 mm formant radiateur; dissipation 15 W (5 couronnes) et 25 W (10 couronnes).

Les coefficients n sont toutefois plus élevés pour le type RH que pour le type RD avec un même matériau. D'autres types sont à l'étude, qui combineront les performances des disques minces avec la puissance dissipable élevée du type RH.

Possibilités actuelles.

La gamme des possibilités actuelles du type RD est donnée par la figure 6. Toutes les caractéristiques comprises entre $n = 0,1$, $K = 600$ et $n = 0,4$, $K = 30$ sont réalisables. Il est néanmoins recommandé de choisir de préférence les échantillons parmi les éléments standard figurant dans le tableau I.

TABLEAU I.

Résistances N. L. standard (Type RD).

Numéro de l'élément.	Premier point de la courbe. Tension (V).	Intensité. —	Deuxième point de la courbe. Tension (V).	Intensité (mA).	Valeur approximative de n.
1....	165	500 µA	220	5	0.13
2....	125	500	175	5	0.14
3....	90	500	130	5	0.15
4....	70	1 mA	105	10	0.17
5....	50	1	80	10	0.19
6....	33	1	55	10	0.21
7....	19	1	35	10	0.26
8....	16	5	33	50	0.30
9....	8	5	17.5	50	0.35
10....	3.5	5	8	50	0.45

La gamme des possibilités des blocs de cinq couronnes type RH est donnée par la figure 7. Elle s'étend à peu près de $n = 0,4$, $K = 50$ à $n = 0,6$, $K = 1$.

Les caractéristiques précédemment indiquées sont

valables en courant continu. Elles ne le sont plus dès que l'on passe à des courants variables et, pour des courants sinusoïdaux, on peut observer une décroissance importante de la valeur de K lorsque la fréquence du courant augmente.

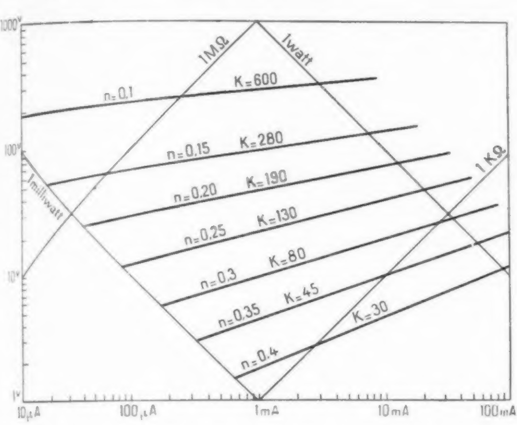


Fig. 6. — Possibilités de réalisation dans le type RD.

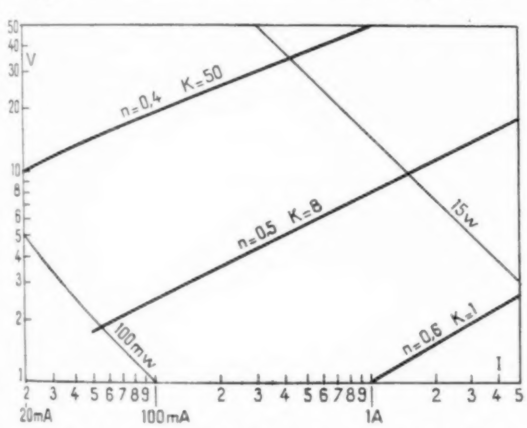


Fig. 7. — Possibilités de réalisation dans le type RH (blocs de cinq éléments).

Comportement en courant alternatif.

Rappelons que l'expression d'une fonction *sinusoïdale* pure est

$$i = I \sin(\omega t + \varphi),$$

où :

i, est la valeur instantanée;
I, la valeur maxima, ou amplitude;
ω, la pulsation

$$\left(\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}\right);$$

φ, la phase.

La valeur moyenne d'une telle fonction

$$I_{\text{moy}}(0, t) = \frac{I}{\omega t}[\sin(\omega t + \varphi) - \sin\varphi)]$$

ne permet pas de caractériser la fonction $i(t)$ d'une manière simple et précise. On convient d'appeler valeur moyenne d'un courant alternatif *sinusoïdal* la valeur moyenne correspondant à une alternance positive de la fonction

$$I_{\text{moy}} = \frac{I}{\frac{T}{2}} \int_0^{\frac{T}{2}} \sin\omega t\, dt = \frac{2}{\pi} I.$$

La valeur efficace, au contraire, définie par

$$I^2_{\text{eff}}(0, T) = \frac{i^2}{T}$$

permet d'exprimer d'une manière simple la puissance moyenne dissipée dans un circuit par un courant alternatif *sinusoïdal*

$$I^{\text{eff}}_2 = \frac{I^2}{T} \int_0^T \sin\omega t\, dt = \frac{I^2}{2}, \qquad \text{d'où} \qquad I_{\text{eff}} = \frac{I}{\sqrt{2}}.$$

Rappelons également que pour comparer aisément des courants alternatifs de formes différentes, on définit un « facteur de forme »

$$F = \frac{I_{\text{eff}}}{I_{\text{moy}}}.$$

Dans le cas de courants alternatifs *sinusoïdaux* :

$$F = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sim 1{,}11.$$

Lorsqu'on applique à une résistance N. L. une tension alternative sinusoidale

$$v = V \sin\omega t,$$

la relation $V = KI^n$ montre qu'elle sera traversée par un courant non sinusoïsal de la forme

$$i = I(\sin\omega t)^{\frac{1}{n}}.$$

Un ampèremètre à thermocouple, quadratique, fournira I_{eff}, mais un appareil à redresseur, linéaire, sera sensible à I_{moy}. Ce dernier étant toutefois gradué en valeurs efficaces, on lira I_{moy} multiplié par 1, 11, c'est-à-dire par le facteur de forme des courants *sinusoïdaux*, non valable ici.

Caractéristiques en alternatif 50 Hz. — Le calcul donne en effet, dans le cas présent, un facteur F nettement plus faible, d'environ 0,60—0,65,

d'ailleurs variable avec *n*. La figure 8 permet de se rendre compte de la signification de ce facteur. Le chiffre lu sur un ampèremètre à redresseur linéaire

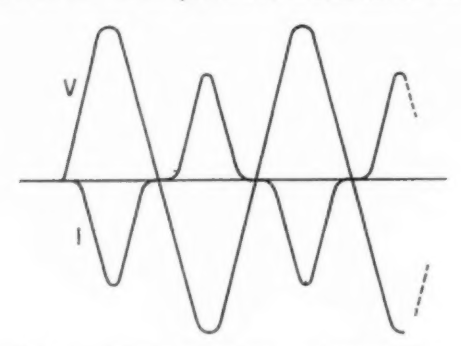


Fig. 8. — Courant traversant une résistance N. L. soumise à une tension sinusoïdale.

est trop fort de 40 % environ et la caractéristique $V(I)$ trouvée doit être ramenée vers les faibles intensités.

D'une façon approximative on peut considérer que la valeur de la constante K d'une résistance N. L., relevée d'après la caractéristique en courant continu, diminue de 25 ou de 40 % en alternatif 50 Hz, suivant que des mesures d'intensité sont faites avec des appareils à thermocouple ou des appareils à redresseur (caractéristique *inexacte* dans ce dernier cas).

On peut noter aussi, pour le type RH seulement, que la valeur de n est de 20 % plus faible en alternatif 50 Hz qu'en continu.

L'étude poussée des propriétés de ces matériaux

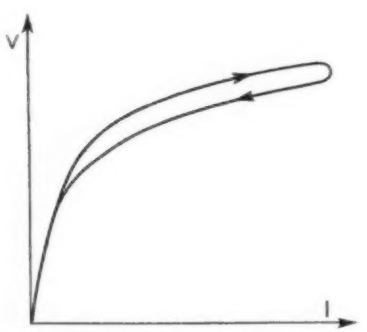


Fig. 9. — Réponse d'une résistance N. L. à une impulsion très brève.

en haute fréquence se poursuit. La réponse des résistances N. L. aux impulsions très brèves (*fig.* 9) révèle une légère hystérésis, et il est probable que la modulation de l'intensité s'atténue rapidement lorsque la fréquence s'élève. Le comportement en courant variable dépend d'ailleurs des proportions relatives des deux constituants semi conducteurs dans l'agglomérat (carborundum et oxyde N).

Il ne faut pas perdre de vue enfin, que les matériaux utilisés ont une constante diélectrique élevée et que la métallisation sur les deux faces de disques ou de couronnes minces fait apparaître une capacité importante shuntant la résistance N. L.

Processus de stabilisation.

Les premières tentatives d'utilisation industrielle des semi-conducteurs au début du XXe siècle se heurtèrent à une difficulté fondamentale, l'insta-

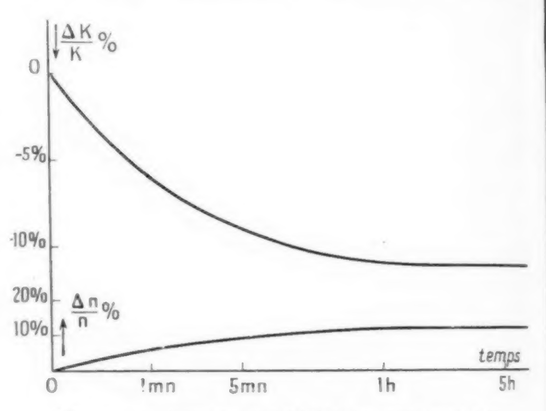


Fig. 10. — Courbe de stabilisation par impulsion, 400 V de crête N. L., type RD.

bilité des caractéristiques. Mais ce problème est maintenant résolu grâce à la connaissance approfondie que l'on a de ces corps et de leurs propriétés.

Nous avons exposé dans un article antérieur comment la stabilisation était assurée, par un traitement thermique appelé « vieillissement », pour la production en série de thermistances C. S. F. stables et reproductibles.

Dans le cas actuel, la stabilisation des contacts intergrains de l'agglomérat N. L. est obtenue par une « formation » de la couche de claquage sous haute tension. Comme la puissance dissipable par élément est faible et que la tension se trouverait ainsi limitée en régime statique, on a recours à la technique des impulsions.

La figure 10 représente la variation de K après un traitement plus ou moins long d'un disque RD par un courant d'impulsions de 400 V de crête. On constate que la stabilisation complète est obtenue au bout de quelques heures de ce traitement.

DEUXIÈME PARTIE.

PRINCIPALES APPLICATIONS DES RÉSISTANCES NON LINÉAIRES.

Circuits non linéaires simples [5].

1° La tension aux bornes d'un ensemble résistance (R) et résistance N. L. (K, n) en série est

$$V = RI + KI_n.$$

On obtiendra I connaissant V en interpolant sur la courbe V (I).

2° Le courant total passant dans un ensemble résistance-résistance N. L. en parallèle est

$$(1) \qquad I = \frac{V}{R} + \left(\frac{V}{K}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Comme ci-dessus, le procédé graphique est recommandé.

3° La tension aux bornes d'un ensemble résistance N. L.-condensateur en série est

$$(2) \qquad V = KI^n + \frac{1}{C}\int_0^t I \, \mathrm{d}t$$

(condensateur non chargé initialement).

Cette relation se résoud en

$$(3) \qquad I = \left[\frac{(1-n)t}{KCn} + \left(\frac{V}{K}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]^{\frac{1}{n-1}},$$

$$(4) \qquad V = KI^n + K\left[\frac{(1-n)t}{KCn} + \left(\frac{V}{K}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]^{\frac{n}{n-1}},$$

Remarquons que la relation (4) est également applicable à la décharge à travers une résistance N. L. d'un condensateur C chargé sous la tension V.

4° La tension aux bornes d'une self et d'une résistance N. L. en série est

$$(5) \qquad V = KI^n + L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}.$$

Cette relation peut se résoudre en

$$(6) \qquad t = \frac{L}{V}\left[1 + \frac{KI^{n+1}}{V(n+1)} + \left(\frac{K}{V}\right)^2 \frac{I^{2n+1}}{2n+1} + \left(\frac{K}{V}\right)^3 \frac{I^{3n+1}}{3n+1} + \dots\right],$$

mais la série converge très lentement et l'on a intérêt à employer une méthode de résolution graphique. Les oscillations du système self-N. L. fermé sur lui-même s'écrivent

$$I = \left[I_1^{1-n} - \frac{Kt(1-n)}{L}\right]^{\frac{1}{1-n}},$$

où I_1 est le courant traversant la self à l'instant zéro.

Quelques applications des résistances N. L.

Nous étudierons deux applications intéressantes des résistances non linéaires :

A. Régulation des tensions.
B. Protection contre les surtensions.

A. Régulation des tensions par éléments non linéaires [4]. — Le schéma de principe d'un régulateur de tension est donné par la figure 11, une source fournit une tension $E_0 \pm \mathrm{d}E_0$ qui devient après régulation $E_1 \pm \mathrm{d}E_1$, la précision demandée au régulateur s'exprimant généralement par $\frac{\mathrm{d}E_1}{E_1} < x\,\%$

La meilleure disposition consiste à placer à la sortie du régulateur et en parallèle avec le circuit d'utilisation un dispositif détectant les légères

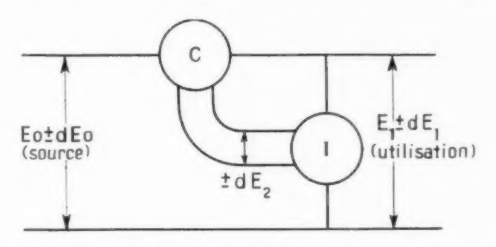


Fig. 11. — Schéma de principe d'un régulateur de tension.

fluctuations de la tension et les amplifiant autour d'une valeur moyenne nulle. Un tel dispositif est appelé « indicateur » et ses qualités se mesurent par le rapport $\frac{\mathrm{d}E_2}{\mathrm{d}E_1}$ appelé « facteur de mérite ». La tension $\pm\,\mathrm{d}E_2$ est envoyée dans un deuxième dispositif appelé « contrôleur » placé en série avec la source, entre celle-ci et l'indicateur.

Le type d'indicateur à éléments non linéaires le plus couramment utilisé est celui de la figure 12 *a* dont le facteur de mérite est donné par l'expression

$$f = \frac{n-1}{n+1}.$$

Il est utilisable avec des éléments N. L. C. S. F. ($n = 0{,}15$ à $0{,}25$, $f = 0{,}6$ à $0{,}75$), des thyrites ou des redresseurs ($n = 0{,}3$, $f = 0{,}5$), des lampes à filament de tungstène ($n = 1{,}8$ à 2, $f = 0{,}3$) ou des résistances ferhydrogène ($n =$ environ 40, $f = 0{,}95$). Le cas des thermistances est très spécial, car n est négatif ($-0{,}4$ pour les thermistances C. S. F., types CA et CB, matériau 1). L'utilisation du pont à un seul élément non linéaire de la figure 12 *b* est alors plus avantageuse.

En effet, le facteur de mérite

$$f = \frac{p(n-1)}{(np+1)(p+1)}, \qquad \text{avec } p = \frac{r_1}{r_2}$$

peut être rendu théoriquement infini par un choix convenable de p (par exemple $n = 0{,}4$ et $p = 2{,}5$).

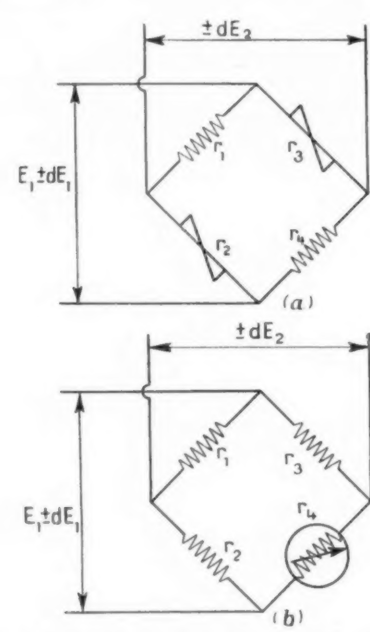


Fig. 12. — Deux types de ponts pour indicateurs à éléments non linéaires.

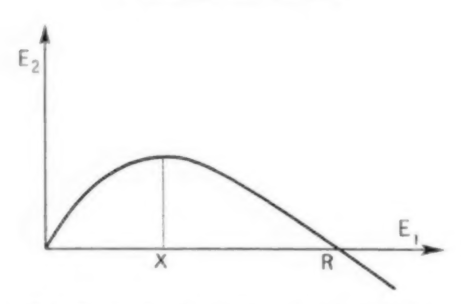


Fig. 13. — Courbe de réponse d'un indicateur à éléments non linéaires.

La figure 13 donne la courbe de réponse d'un indicateur en pont. Avec une thermistance, la courbe peut être rendue verticale en R (pente f infinie), mais on voit que la partie rectiligne au voisinage de ce point serait très petite, aussi est-il difficile de dépasser des facteurs de qualité de l'ordre de 40 au grand maximum.

D'autre part, la constante de temps élevée de la thermistance constitue souvent une gêne, alors que la réponse des résistances N. L. est instantanée.

La figure 14 représente un schéma très simplifié de régulateur à résistance N. L. (type RH) pour courants alternatifs. L'indicateur est celui de la figure 12 *a*; on peut dans certains cas lui adjoindre un dispositif correcteur d'ambiance lorsqu'on veut conserver la même précision de régulation à des températures ambiantes aussi différentes que −50 et + 60° C (très faible coefficient de température des résistances N. L.).

Le contrôleur comporte deux résistances N. L. à

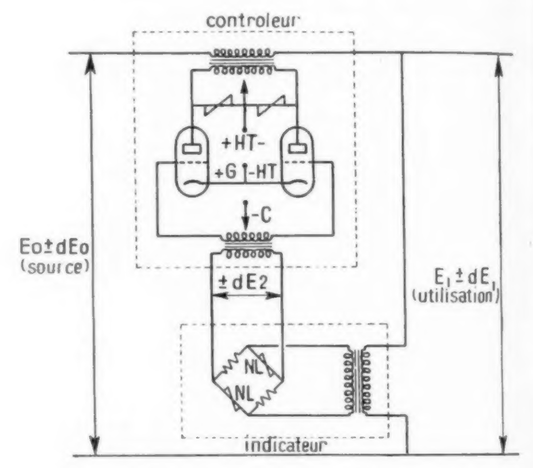


Fig. 14. — Régulateur de tension à éléments non linéaires pour courant alternatif (schéma simplifié).

faible puissance (type RD) fonctionnant en limiteurs de tension afin d'éviter une tension plaque excessive. Il peut être utile d'ajouter un étage d'amplification entre l'indicateur et le contrôleur. Il y a lieu aussi dans certains cas d'arrêter par un système de filtres les harmoniques indésirables introduits par les éléments non linéaires.

Dispositifs simplifiés de régulation. — Dans bien des cas, des régulations approchées peuvent être réalisées beaucoup plus simplement. Ainsi, un indicateur en pont peut être utilisé seul, E_1 étant la tension d'entrée et E_2 la tension de sortie. La courbe de la figure 13 montre qu'il y a régulation lorsque E_1 varie autour de la valeur X. Les deux ponts de la figure 12 peuvent être utilisés indifféremment, les éléments non linéaires étant des résistances N. L.

Nous allons étudier en détail le cas du pont de la figure 12 *a*.

Avec les notations de la figure 15 le pont est défini par les quatre relations suivantes :

$$(1)\qquad i_1 = i_2 + i_5,$$

$$(2)\qquad -Ri_1 + Ki_2^n - Zi_5 = 0,$$

$$(3)\qquad E_1 = Ri_1 + Ki_2^n,$$

$$(4)\qquad E_2 = Ki_2^n - Ri_1;$$

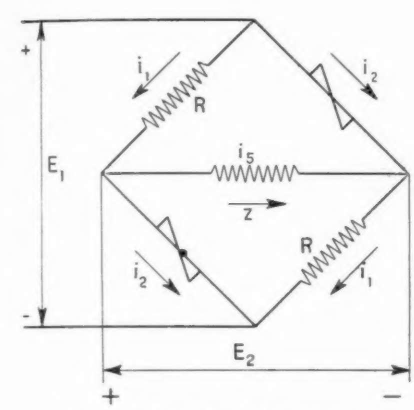


Fig. 15. — Pont simple de régulation.

(1) et (2) donnent

$$i_1 = \frac{Ki_2^n + Zi_2}{R + Z},$$

les relations (3) et (4) s'écrivent alors :

$$(5)\qquad E_1(R + Z) = (2R + Z)Ki_2^n + RZi_2,$$

$$(6)\qquad E_2(R + Z) = Z(Ki_2^n - Ri_2),$$

et on remarque que

$$E_1 = 2Ki_2^n - E_2.$$

On déduit facilement des relations (5) et (6) :

$$\frac{\mathrm{d}E_1}{\mathrm{d}E_2} = \frac{(2R + Z)Kni_2^{n-1} + RZ}{Z(Kni_2^{n-1} - R)},$$

donc, la régulation est assurée au point $i_2^{n-1} = \frac{R}{Kn}$.

Sur la figure 13, les points d'abscisse X et P seront atteints respectivement pour

$$i_2^{n-1} = \frac{R}{Kn} \qquad \text{et} \qquad i_2^{n-1} = \frac{R}{K}.$$

Au premier point (point de régulation dans notre cas), le rapport $\frac{E_1}{E_2}$ prend la valeur simple

$$\frac{2\frac{R}{Z} + n + 1}{1 - n}.$$

Les puissances dissipée à la sortie et consommée à l'entrée ont respectivement pour expressions

$$W_2 = \frac{E_2^2}{Z}$$

et

$$W_1 = E_1(i_5 + 2i_2) = \frac{E_1}{Z}(E_2 + 2Zi_2).$$

Les méthodes de calcul de tels régulateurs seront données en détail dans un article ultérieur.

Remarquons que le courant dans les branches non linéaires étant modulé comme nous l'avons vu dans la première partie, nous obtiendrons en E_2 une tension présentant la modulation complémentaire (harmonique 3), et d'autant plus marquée que E_1 sera supérieure à X, c'est-à-dire qu'il passera plus de courant dans des résistances non linéaires. La figure 16 montre l'oscillogramme de la tension de sortie pour $E_1 = X + 15\ \%$ comparé à celui de la tension d'entrée.

B. Protection contre les surtensions. — La protection contre les surtensions est historiquement la première application des résistances non linéaires au carborundum. Des éléments de grandes dimensions ont en effet été utilisés aux États-Unis dès 1930 comme parafoudres sur les lignes de transport d'énergie électrique [6].

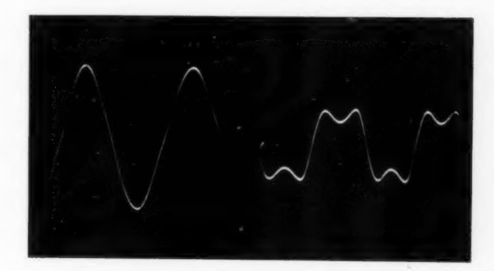


Fig. 16. — Distorsion introduite par un pont simple de régulation.

Un exemple d'une telle application a déjà été mentionné dans un article antérieur au sujet des extra-courants de rupture d'un circuit fortement selfique.

Une résistance N. L. du type RD convient parfaitement à cet usage particulier, et on la choisira telle qu'elle dissipe environ 5 à 50 mW lorsqu'elle shunte le contact ouvert. Par exemple, pour une bobine de relais alimentée en 120 V alternatif, la coupure pourra être shuntée par un élément RD 1.

Dans l'utilisation d'instruments de mesure sensibles, un montage malencontreux peut aboutir à la mise hors d'usage d'un organe délicat et coûteux. Une résistance N. L. judicieusement placée peut, dans la plupart des cas, limiter le courant et éviter des dommages irréparables.

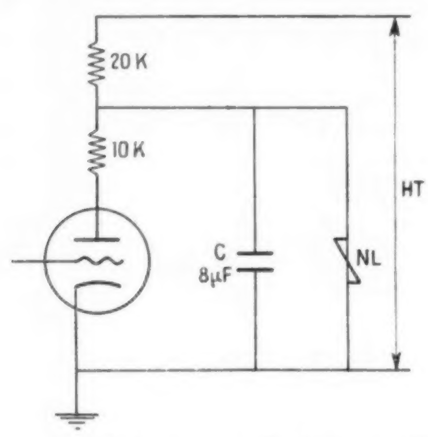


Fig. 17. — Protection d'un condensateur de découplage.

La protection des condensateurs de découplage est un exemple d'application aux circuits radioélectriques. On sait que lorsque le courant est envoyé dans les circuits, les filaments des lampes étant froids, toute la haute tension se trouve appliquée sur le condensateur. Si celui-ci est shunté par une résistance N. L. il risquera moins de se détériorer et l'on pourra le choisir plus petit. La figure 17 illustre cet exemple : les caractéristiques du circuit sont : haute tension 250 V, courant normal dans la triode 5 mA, condensateur de 8 µ F, résistance N. L. type RD 1.

En régime normal (lampe chaude) la résistance N.L. soumise à une tension de 136 V, laisse passer 0,7 mA et n'augmente donc pas sensiblement la consommation. Au démarrage, si la tension montait jusqu'à 250 V, elle laisserait passer 50 mA, mais la réponse de la résistance N. L. étant instantanée, la valeur de 250 V ne peut être atteinte. En fait, la tension ne dépassera pas la valeur de 165 V pour laquelle la résistance N. L. laisse passer 4,2 mA. Un condensateur 8 µ F, 150/165 V suffira donc dans le cas où il aurait fallu un condensateur 8 µ F, 500 V.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] N'Gguyen Thien-Chi et J. Suchet, *Résistances non linéaires à base de semi-conducteurs frittés* (*Annales de Radioélectricité*, t. VI, n° 26, 1951, p. 291).

[2] Alan Fairweather, *Contact non-linearity with reference to the metal rectifier and the carborundum ceramic non-linear resistor* (*J. Inst. Electr. Eng.* vol. 89, part. I, n° 23, 1942, p. 499).

[3] N'Gguyen Thien-Chi et J. Suchet, *Semi-conducteurs à grand coefficient de température négatif : thermistances* (*Annales de Radioélectricité*, t. V, n° 21, juillet 1950).

[4] N'Guyen Thien-Chi et J. Suchet, *Conductibilité des semi-conducteurs électroniques et thermistances* (*l'Onde Électrique*, t. 31, n° 297, décembre 1951).

[5] F. Ashworth, W. Needham et R. W. Sillars, *Silicon carbide non-ohmic resistors* (*J. Inst. Electr. Eng.*, vol. 93, part. I, n° 69, 1946, p. 385).

[6] K. B. Mc Eachron et H. G. Brinton, *Performance of thyrite arrester for any assumed form of traveling wave and circuit arrangement* (*Gen. Electr. Rev.*, vol. 33, n° 2, 1930, p. 350).

RECHERCHE SUR LA MULTIPLICATION ÉLECTRONIQUE ET SES APPLICATIONS

PAR DANIEL CHARLES,

Docteur ès sciences. Département Électronique du Centre de Recherches de la Compagnie Générale de T. S. F.

DEUXIÈME PARTIE (1).

MULTIPLICATEURS DYNAMIQUES.

SOMMAIRE. — *Dans cette deuxième partie, l'auteur étudie une diode cylindrique à couche émettrice d'électrons secondaires soumise à une différence de potentiel haute fréquence. Une technique de formations des couches sensibles est développée, ainsi qu'une méthode de mesure du comportement en haute fréquence de la diode. Les résultats expérimentaux sur des cellules au* Cs, K, *et* Ba *sont donnés, concernant l'influence de la tension et de la fréquence. La théorie des phénomènes est développée, compte tenu des formes des trajectoires et des propriétés de l'émission secondaire. Les effets d'un abaissement de la température sont également étudiés.* (C. D. U. 621.3.032.11.)

SUMMARY. — *In the second part, the author studies a cylindrical secondary electron-emitting layer diode submitted to a high-frequency potential difference. A technique of the formations of sensible layers is developed, and also a method for measuring the diode behaviour at high frequency. The experimental results on cells with* Cs, K, *and* Ba *are given, as regards the influence of voltage and frequency. The theory of phenomena is developed, taking into account the shapes of the trajectories and properties of secondary emission. The effects of a lowering of temperature are also studied.* (U. D. C. 621.3.032.11.)

On a vu à la fin de la première partie tout l'intérêt d'une amplification par émission secondaire. On peut se demander si en augmentant encore beaucoup le nombre des étages on ne pourrait pas reculer d'autant la limite de sensibilité.

L'augmentation du nombre d'étages d'un multiplicateur à déflection magnétique est possible, mais on atteint rapidement des conditions de fonctionnement délicates. A mesure que le nombre d'étages croît, la stabilité du champ magnétique et de la tension de fonctionnement devient plus sévère, le faisceau se disperse peu à peu et enfin le courant d'émission thermique devient déjà trop grand pour être supporté sans dommage par les dernières cibles; du moins dans le cas des cibles au césium.

La difficulté technique du montage du tube croît très rapidement quand on dépasse un certain nombre d'étages et le tube lui-même devient embarrassant et physiquement peu maniable.

Nous avons pensé alors à utiliser des multiplicateurs d'un fonctionnement tout différent quoique reposant sur un principe analogue : les multiplicateurs dynamiques dont le modèle est le multiplicateur Farnsworth [17].

Rappelons en brièvement le principe :

Deux électrodes à haut pouvoir émetteur secondaire sont placées de part et d'autre d'un anneau (*fig.* 42).

Les électrons issus d'une plaque sont dans un

(1) La première partie de cet article a été publiée dans les *Annales de Radioélectricité*, n° 27 de janvier 1952, p. 34 à 60.

champ accélérateur et atteignent l'autre plaque avec une vitesse suffisante pour libérer des électrons secondaires; à ce moment le champ H. F. s'inverse, les électrons récemment nés sont à nouveau dans

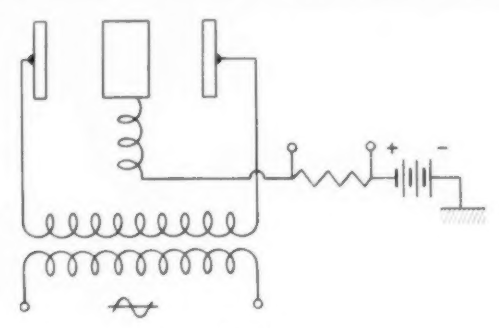


Fig. 42.

un champ accélérateur, ils se dirigent vers la plaque d'en face, et ainsi de suite.

En route un certain nombre d'électrons sont retenus par l'anneau et après une période transitoire, un régime permanent s'établit de telle sorte que les multiplications sont en nombre juste suffisant pour assurer l'alimentation de l'anneau en courant.

En effet le nombre d'électrons capturés croît rapidement avec la charge d'espace qui donne un champ radial.

Nous ne croyons pas que jusqu'à présent, une étude complète de ce mécanisme ait été faite. Elle est rendue difficile par le rôle de la charge d'espace et aussi par l'existence d'un facteur de multiplication variable avec la phase des électrons primaires [18].

En réalité si l'on veut un fonctionnement correct

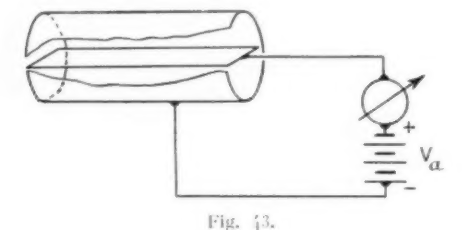


Fig. 43.

et une multiplication suffisante, il faut éviter une dispersion des électrons et l'on est amené à placer l'ensemble dans un champ magnétique longitudinal.

Nous avons préféré étudier un système géométriquement très différent mais dont le fonctionnement soit analogue.

Si l'on soumet une cellule photoélectrique à un potentiel de très haute fréquence on constate l'existence d'un courant continu qui peut être très important même en l'absence de tout flux lumineux.

Le dispositif utilisé par Takeo Saki et Takesi Kiyono [19] comporte un cylindre à grand pouvoir émetteur secondaire à l'intérieur duquel se trouvent deux fils parallèles à l'axe (*fig.* 43).

Les auteurs trouvent que dans un certain domaine de fréquence (de 35 à 60 Mc) pour $V_A = 0$, il y a un courant de sortie continu très important; en dehors de ce domaine il est nul.

Pour une fréquence déterminée, si V_A croît, le courant commence à croître, passe par un maximum puis tombe rapidement à zéro. On est donc bien forcé de rejeter l'hypothèse d'une ionisation du gaz résiduel.

Dans un travail plus récent, H. Geest [20] soumet une cellule sphérique de grand diamètre à un potentiel H. F. avec ou sans tension continue supplémentaire. Il trouve également un phénomène identique à celui décrit par les auteurs précédents, mais il constate par moment des inversions de courant de même importance que le courant direct.

Pour H. Geest la multiplication ne peut être expliquée par multiplication sur une seule plaque comme par les auteurs japonais, mais par multiplication alternative sur la cathode et sur l'anode.

Naturellement pour qu'un tel dispositif puisse servir à la mesure des flux lumineux, il faut pouvoir limiter la multiplication avant qu'elle ne se soit limitée d'elle-même, auquel cas le courant d'émission thermique est tel qu'un flux lumineux supplémentaire reste sans effet.

Il nous a paru intéressant d'étudier cette question et en particulier de tâcher d'en donner une théorie satisfaisante qui permette l'utilisation rationnelle du phénomène.

Forme des cellules.

Nous avons cherché une forme de cellule telle que le champ y soit mathématiquement connu et dont la fabrication soit aisée et robuste.

Nos cellules sont constituées d'un cylindre de 30 mm de diamètre et de 60 mm de longueur dans l'axe duquel est une tige de même longueur que le cylindre de 1 mm de diamètre (*fig.* 44).

Le cylindre est fait soit de nickel, soit d'aluminium. La tige centrale est en molybdène. Les sorties sont en molybdène et l'ampoule en verre se soudant au molybdène. Si l'on soumet une telle cellule à une tension alternative $U \sin \omega t$ et à une tension conti-

nue V, la fonction potentielle est en l'absence de charge d'espace

$$\varphi = (U \sin \omega t + V) \frac{\text{Log}_e \frac{R}{\rho}}{\text{Log}_e \frac{R}{r}}, \tag{58}$$

et le champ est

$$E = \frac{U \sin \omega t + V}{\text{Log} \frac{R}{r}} \frac{1}{\rho}, \tag{59}$$

r, rayon du fil;
R rayon du cylindre;
ρ rayons vecteur.

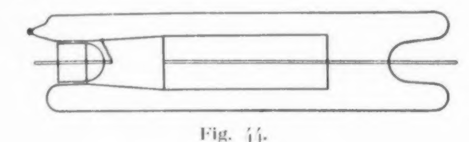


Fig. 44.

Fabrication des cellules.

Nous avons étudié les cellules suivantes qui diffèrent par le traitement subi par le cylindre :

1. Cylindre Ni pur.
2. Cylindre Al pur.
3. Cylindre Ni comme support d'une couche Cs sur argent oxydé.
4. Cylindre Ni recouvert de potassium.
5. Cylindre Al recouvert de baryum.

Du point de vue couche photoélectrique nous avons donc eu à faire des couches de Cs sur argent oxydé comme pour les multiplicateurs, des couches de K et des couches de Ba.

1° Pompage. — Le dispositif de pompage était le suivant (*fig.* 45) :

P_1, pompe à huile;
P_2, pompe à diffusion de mercure (Hg);
E, étuve;
p_1, piège à air liquide;
p_2, piège de sécurité;
j, jauge à ionisation;
v, voyant;
o, tube contenant du permangante de K, source d'oxygène;
R, robinet d'excellente qualité permettant de connecter la lampe, soit avec le vide secondaire soit avec le vide primaire ou la source d'oxygène;
r, robinet permettant de pomper l'excès d'oxygène.

Ce dispositif s'est révélé extrêmement souple en raccourcissant notablement certaines opérations, comme celles des entrées successives d'oxygène.

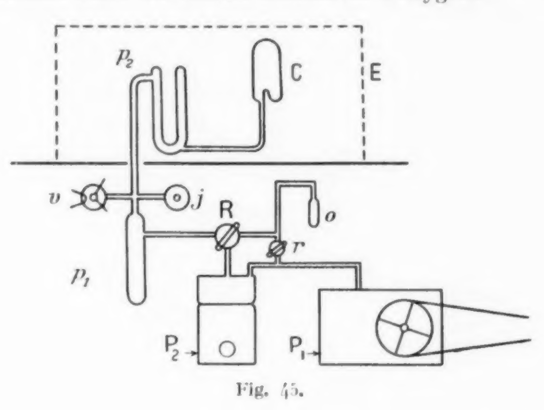


Fig. 45.

Les opérations communes à toutes les cellules sont : un pompage soigné, avec étuvage à des températures de 350 à 500° suivant la nature du getter utilisé comme source de métal alcalin.

Pour le Cs : mélange d'une partie de bichromate de Cs et quatre parties de zirconium, mélangé en poudre fine, comprimé sous forme de pastille et enfermé dans de petites pelles à getter en Ni, température maxima d'étuvage 425°;

Pour le K : mélange d'une partie de bichromate de K avec quatre parties de Zr, température maxima d'étuvage 350°;

Pour le Ba : getter au Ba du type classique dans la fabrication des lampes radio, température d'étuvage 500°.

2° Formation des couches sensibles. — *a. Couche au* Ba. — La couche de Ba est obtenue très simplement par le flash en H. F. d'un getter

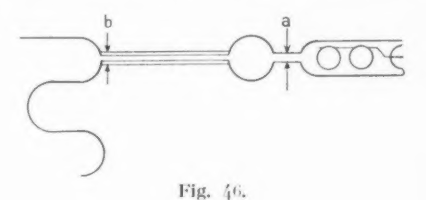


Fig. 46.

au Ba placé au pied de l'ampoule. Le flash est très rapide de telle sorte qu'en plus de la quantité de Ba qui se dépose sur l'ampoule et qui servira à entretenir la qualité du vide, il y a dépôt d'un film de Ba sur le cylindre d'Al utilisé comme support. Le flash terminé ou pompe soigneusement et l'on scelle l'ampoule.

b. Couche au K. — La cellule est munie d'un appendice constitué par une petite ampoule ovoïde et par une ampoule à getter (*fig.* 46).

Les getters sont d'abord flashés puis le K poussé dans la petite ampoule à l'aide d'une flamme molle; on coupe alors en *a*. La cellule et sa petite ampoule sont chauffées directement à 150° de manière à ce que le K aille se déposer sur le cylindre, l'effet photoélectrique est suivi pendant l'opération. Celle-ci est poursuivie jusqu'à ce que l'on ait une couche notable de K. On scelle en *b* et l'on sépare la petite ampoule de la cellule.

On fait un étuvage de la cellule elle-même tout en suivant l'effet photoélectrique. On amincit la couche de K et l'effet photoélectrique passe par un maximum, c'est le moment de l'arrêt. On laisse refroidir et l'on scelle la cellule.

c. Couche au Cs *sur* Ag *oxydé*. — Ces couches sont très connues, mais assez délicates à réussir. Étant donné leur généralité d'emploi : multiplicateurs, cellules photoélectriques, iconoscopes, nous donnerons quelques détails sur la technique que nous avons mise au point et utilisée.

Ces couches sont essentiellement constituées par un support en Ag sur lequel est fixée une couche intermédiaire d'oxyde de césium, avec incrustations d'Ag, et de Cs à l'état lacunaire, puis une couche monomoléculaire de Cs. De la manière dont est faite la couche intermédiaire, dépend la sensibilité de la couche toute entière. Les facteurs essentiels sont la quantité de Cs envoyé et le temps nécessaire à faire la couche [21]; ces deux facteurs doivent d'ailleurs être liés pour faire une cellule de bonne qualité.

La couche d'Ag est obtenue par pulvérisation au pistolet d'une suspension très fine d'oxyde d'Ag dans de l'acétone chimiquement pur. La réduction se fait automatiquement au moment de la fermeture, de la cellule, laquelle est faite par mesure de propreté avec circulation d'une atmosphère réductrice : 75 % d'azote et 25 % d'hydrogène.

Cette couche doit être pulvérisée assez « mouillée » afin que l'Ag ne soit pas trop spongieux; s'il en était ainsi, dans l'oxydation ultérieure, tout l'Ag s'oxyderait et le support ne serait plus l'Ag mais le Ni de base d'où baisse de la sensibilité. C'est pour cette raison, que quand celà est techniquement possible, on fait avant la pulvérisation de l'oxyde d'Ag, une pulvérisation d'Ag métal par évaporation sous vide.

Après l'étuvage de la cellule en effectue l'oxydation de l'Ag en plusieurs temps. On admet l'oxygène obtenu à partir du MnO_4K de l'ampoule 0 (*fig.* 43) en rejetant les premières qui contiennent un peu de CO_2 [22]. La pression doit être telle que la décharge d'une petite bobine d'induction passe juste entre la cathode et l'anode (de l'ordre du millimètre de Hg).

La première oxydation est assez pénible; il ne faut pas chercher à prolonger celle-ci, mais faire un étuvage sous vide pour détruire l'oxyde formé. Une deuxième oxydation est plus aisée, et à la troisième, on voit défiler très magnifiquement les teintes d'interférences. On passe successivement par le jaune, le rouge, le bleu, le pourpre, le vert. C'est à cette teinte que l'on s'en tient. Notons qu'il

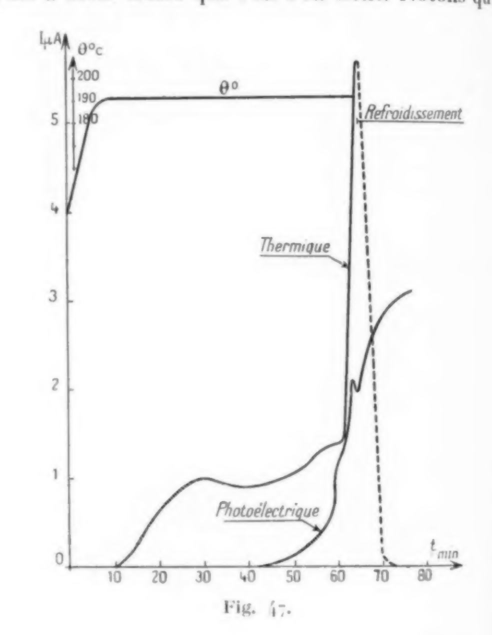


Fig. 47.

faut bien faire attention au mode d'éclairage et à son orientation qui jouent évidemment un rôle important pour la visibilité des couleurs d'interférence.

La cellule est prête pour la distillation du Cs.

D'après nos recherches, la durée la plus favorable à la formation de la couche est de 40 à 70 mn, quant à la quantité de Cs par centimètre carré nous l'avons tirée du travail de Prescott et Kelley [21]. D'après ces données, nous avons calculé un capillaire qui laisse passer à une température donnée cette quantité de Cs en 40 à 70 mn.

Ainsi le tube qui relie la petite ampoule contenant le Cs (obtenu comme le K) à la cellule (*fig.* 46) est un capillaire conforme aux résultats de ces calculs.

La température choisie est 190° C; Un étuvage de l'ensemble est effectué à cette température.

On suit simultanément le courant d'émission

thermique et d'émission photoélectrique (*fig.* 47). Quand on atteint un maximum on le dépasse légèrement et l'on arrête l'étuvage par refroidissement rapide. Pendant le refroidissement le courant d'émission photoélectrique croît, le pompage aidant à la formation d'une couche monomoléculaire.

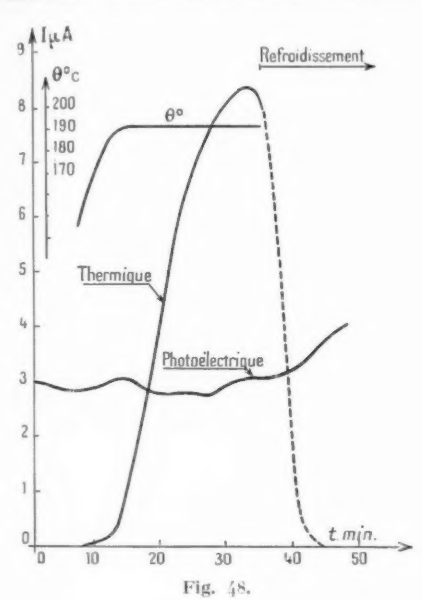


Fig. 48.

Ensuite on sépare l'ampoule de la cellule par fusion en *b* (*fig.* 46). On fait suivre cette opération d'un deuxième étuvage à la même température de 190° C. Cette deuxième cuisson doit être faite aussitôt après la première, elle a un triple but :

1° elle parfait la diffusion du Cs dans la couche diélectrique;

2° elle permet la formation de la couche monomoléculaire de Cs;

3° elle débarrasse la surface interne de l'ampoule des traces de Cs qui risqueraient de diminuer l'isolement cathode-anode.

On suit cette deuxième opération comme la première et l'on obtient les courbes de la figure 48.

L'arrêt est fait quand l'émission thermique est maximum. On constate d'abord une diminution de l'émission photoélectrique. Cette diminution est due au recouvrement de la couche monomoléculaire précédemment formée par le Cs en excès condensé sur l'ampoule pendant le premier refroidissement. Pendant le deuxième refroidissement l'émission photoélectrique croît et se stabilise à une valeur supérieure à sa valeur de départ.

Remarquons que toutes ces opérations sont faites tandis que la cellule est toujours en communication avec la pompe.

Celà est sans conséquence pendant la distillation du Cs. En effet, la cathode au départ, et tant que l'on n'est pas arrivé à la couche monomoléculaire, constitue une prise de vide parfait. Comme sa surface est grande en regard de la section du queusot, aucune fraction de Cs n'est entraînée pendant la formation.

Au contraire, aussitôt le refroidissement commencé, le pompage devient efficace et évite un excès de Cs préjudiciable.

Il faut apporter un soin tout particulier pour le scellement définitif, afin de ne pas libérer de gaz nocifs pour la couche, et pour conserver au vide toute sa qualité.

Les cellules au K et au Cs ne comportent aucun getter pour l'absorption des gaz résiduels. Les couches sensibles en jouent le rôle. Il est d'ailleurs nécessaire quelles remplissent le moins possible cette fonction et c'est une des raisons pour laquelle il ne faut pas chauffer l'ampoule de la cellule.

Le générateur H. F.

Après plusieurs essais nous avons reconnu la nécessité d'avoir un générateur assez puissant comportant une oscillatrice pilote et une amplificatrice.

La zone de fréquence la plus intéressante s'étendant de 65 à 120 Mc : s.

Naturellement, nous n'avons pas pu avoir en une seule fois une bande si étendue sans changement de certains éléments. Ainsi, certaines cellules n'ont

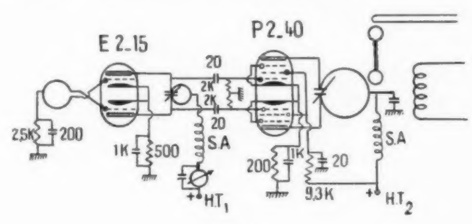


Fig. 49.

été étudiées que dans une fraction de leur zone de réponse.

La forme définitive du générateur est la suivante (*fig.* 49).

Le pilote comporte une triode double E 2/15 de la Société française Radioélectrique montée en Mesny. Elle attaque par couplage capacité-résistance, une pentode double P 2/40 de la même maison. Ces lampes sont montées avec toutes les précautions

désirables, en particulier avec des découplages placés au pied même de la lampe, constitués par de grandes plaques de cuivre rouge isolées les unes des autres et isolées d'une plaque unique de masse par une feuille de mica. Ces précautions sont essentielles si l'on veut éviter des accrochages de la pentode à ces fréquences élevées.

Les alimentations haute tension sont obtenues à partir d'un générateur unique alimentant deux stabilisateurs, un pour chacune d'elles.

Ces stabilisateurs sont du même type que celui décrit dans la première partie, mais les 4654 sont montées en triodes et plusieurs mises en parallèle pour permetrre un grand débit (250 mA) sans que la chute de tension soit trop grande.

L'étage amplificateur est alimenté à travers une série de résistances ajustables qui permettent de faire varier d'une manière continue la puissance de sortie. En régime normal les lampes fonctionnent en classe C et sont susceptibles de fournir 50 W sur 100 Mc/s.

Mesure des longueurs d'onde.

Il nous a paru particulièrement simple, les longueurs d'onde étant assez courtes de les mesurer directement à l'aide d'une ligne de Lecher.

Le générateur est couplé lâchement à la ligne de Lecher par un petit feeder en fil torsadé à basse impédance. Un pont mobile se déplace sur la ligne et une double diode placée à environ $\frac{\lambda}{8}$ de l'extrémité réceptrice indique les maxima. Pour la longueur d'onde la plus petite deux maxima successifs étaient lisibles; on avait donc $\frac{\lambda}{2}$; à partir de la position du premier maximum on lisait par différence les autres longueurs d'onde. La précision des lectures était telle que la fréquence est déterminée à 0,5 % près.

Cette précision est assez faible mais comme nous le verrons, celà n'avait qu'une importance tout à fait relative.

Couplage de la cellule au générateur.

Nous avons utilisé deux procédés différents :

1° Couplage serré. — Dans le premier procédé nous avons couplé la cellule directement au générateur par une boucle de fil; la composante continue est mesurée par un microampèremètre découplé, la H. F. étant retenue par une self de choc (*fig.* 50).

Le couplage étant serré, le circuit d'utilisation se trouvait accordé par le condensateur même du CO plaque de l'amplificatrice.

Nous avons reconnu ensuite qu'il devait y avoir des conditions de circuit, c'est-à-dire que pour des réglages du CO d'utilisation, différents de ceux correspondants à la réception optima on pouvait observer des phénomènes intéressants. En effet,

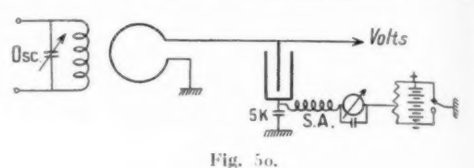


Fig. 50.

si l'on changeait la structure du CO d'utilisation on obtenait des courbes courant continu-tension H. F. pour une longueur d'onde donnée, différentes.

2° Couplage lache. — Nous avons couplé lâchement à l'oscillateur une ligne de transmission. Nous avons constitué cette ligne de telle sorte qu'elle ne soit pas trop longue et que l'on puisse séparer les composantes alternatives et continues (*fig.* 51) ce qui évitait de promener des gaines blindées au voisinage de la ligne.

La ligne avait une longueur totale de 1530 mm. Elle était constituée de tubes de cuivre de 6 mm de diamètre, à 50 mm l'un de l'autre. Son impédance caractéristique calculée est de

$$(61) \qquad Z_c \sim 276 \log_{10} \frac{50}{3} = 337\ \Omega.$$

Les capacités *C* étaient faites avec deux disques de cuivre rouge de 40 mm de diamètre séparés par une feuille de mica de 1/10e de millimètre. La capacité calculée est de l'ordre de 500 cm.

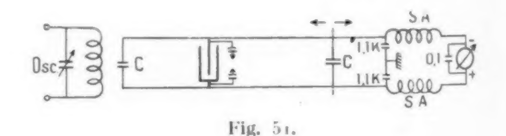


Fig. 51.

Mesure de la tension et du courant.

Les deux quantités mesurées en dehors de la longueur d'onde étaient la tension H. F. aux bornes de la cellule et le courant continu :

1° Le courant continu était mesuré avec un microampèremètre à sensibilité multiple dont la résistance propre était assez faible pour que la tension continue créée par le courant à mesurer par l'appareil ne perturbe pas sensiblement les résultats.

2° Dans le montage du premier type à couplage serré, la tension H. F. était mesurée avec un voltmètre à lampe comportant une RCA 955 étalonnée en 50 périodes, nous avons négligé délibérément les corrections de résonance et de temps de parcours [23]. L'erreur est d'ailleurs faible aux longueurs d'ondes utilisées ici (inférieure à 1 %). L'étalonnage était linéaire dans la zone d'utilisation.

3° Dans le montage à ligne de transmission, le voltmètre était couplé par capacité (200 cm) de manière à respecter la séparation des composantes H. F. et continues. Il était constitué par une double diode pour ondes courtes.

L'étalonnage a été fait aux fréquences utilisées par comparaison avec un voltmètre à double diode branché directement sans l'intermédiaire de capacité et étalonné préalablement en 50 périodes. L'étalonnage était linéaire dans la zone étudiée.

Les résultats expérimentaux [24].

1° Étude des différentes cellules soumises a une tension H. F. — Quel que soit le mode de couplage, la manière la plus simple de faire les mesures consistait à fixer la longueur d'onde et à mesurer le courant continu pour différentes valeurs de la tension H. F. Cette mesure était ensuite répétée pour différentes valeurs de la longueur d'onde. Des courbes obtenues, on peut en déduire pour une tension H. F. donnée, le courant de sortie en fonction de la longueur d'onde.

a. Cathode en Ni *et* Al *pur.* — Dans les mêmes conditions où les cellules à métaux alcalins et alcalinoterreux donnent des courants de sortie entre 60 et 120 Mc/s et pour des tensions H. F. jusqu'à 300 V, on n'observe rien avec les cellules dont la cathode est simplement faite de Ni et d'Al sans autre apport.

Ce fait est important, car ces cellules ont été traitées comme les autres et en particulier le vide qui y règne doit être du même ordre, ce qui nous obligera entre autre à renoncer à l'hypothèse d'une décharge par ionisation du gaz résiduel.

b. Cellule au Cs *sur* Ag *oxydé.* — Cette cellule a été étudiée dans le dispositif a couplage serré dans la zone de fréquence 65 à 95 Mc/s.

Si l'on porte en abscisse la tension H. F. et en ordonnée le courant de sortie, on obtient pour les différentes longueurs d'onde, un réseau de courbes présentant toutes les mêmes caractères (*fig.* 52). Le courant de sortie croît lentement avec la tension H. F., passe par un maximum, puis décroît assez rapidement pour les fréquences les plus basses. A mesure que la fréquence s'élève les maxima sont plus importants et la chute après le maximum est

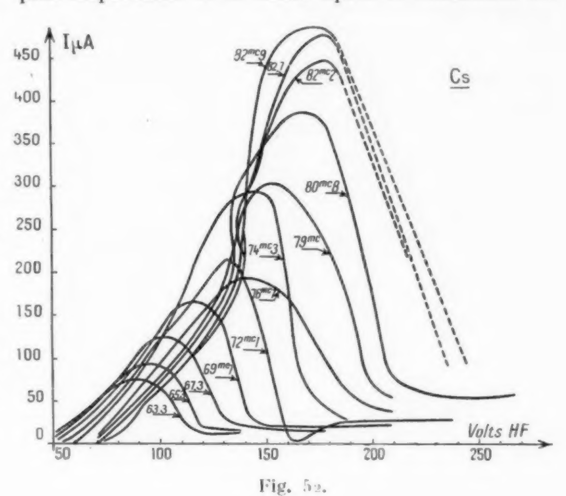


Fig. 52.

de plus en plus rapide; il arrive même un moment où il se produit un véritable « décrochage » le courant s'annulant brusquement et la tension H. F. remontant brusquement d'elle-même. Tout se passe comme si l'on cessait brusquement de charger le circuit.

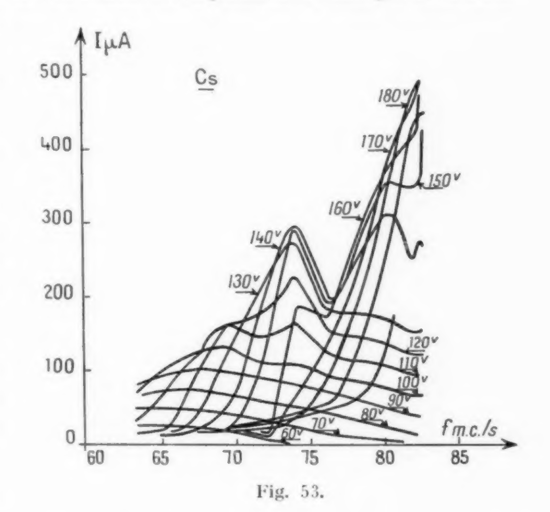


Fig. 53.

Pour les fréquences 80,8, 82,2 et 82,7 Mc/s il y a une région où, à une augmentation de courant de sortie, correpond une chute de la tension H. F. aux bornes de la cellule. Nous verrons plus loin que celà a lieu dans certaines conditions de circuit.

On constate d'autre part que le maximum a lieu pour des tensions H. F. d'autant plus élevées

que la fréquence est plus élevée et que ce maximum est d'autant plus important.

Si l'on coupe ce réseau de courbes par des droites $V_{H.F.} =$ const., on peut en déduire un réseau où l'on porte en abscisse la fréquence et en ordonnée le courant de sortie pour différentes valeurs de la tension H. F. (*fig.* 53).

D'après ces courbes on retrouve naturellement les résultats déjà signalés, et l'on trouve en plus que la cellule répond sur une assez grande bande de fréquence.

On constate aussi que pour des fréquences plus

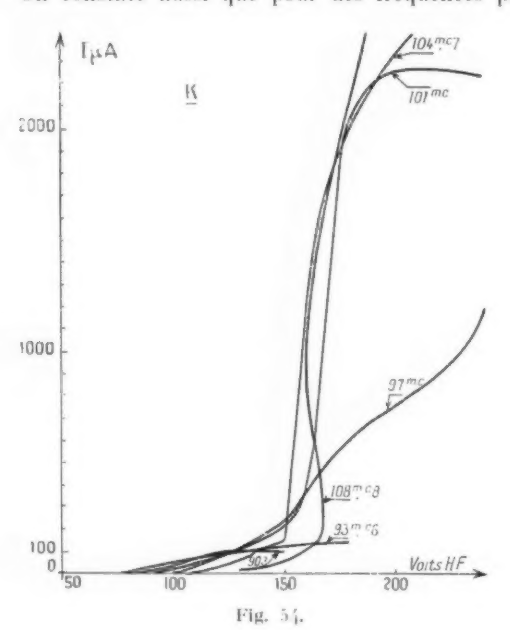


Fig. 54.

élevées on doit obtenir des courants de sortie beaucoup plus importants. Des mesures nous ont montré que le maximum du courant de sortie aurait lieu dans la zone 90 Mc/s pour des tensions H. F. de l'ordre de 180 V, ces maxima étant très importants, de l'ordre de 1,5 mA.

c. Cellule au K *sur support en* Ni. — Cette cellule est étudiée également avec le premier mode de couplage, couplage serré, mais au lieu d'être sur le côté de la bande des fréquences donnant les courants maxima comme pour la cellule précédente, on se trouve justement dans cette zone. Les courants de sortie sont alors très importants. Si l'on trace le réseau des courbes avec en abscisses la tension H. F. et en ordonnées le courant de sortie pour différentes valeurs de la fréquence (*fig.* 54) on retrouve des caractères analogues au cas précédent. Toutefois, on ne dispose pas d'une tension suffisante pour pouvoir aller beaucoup au delà du maximum.

On obtient des courants de sortie jusqu'à 4,5 mA.

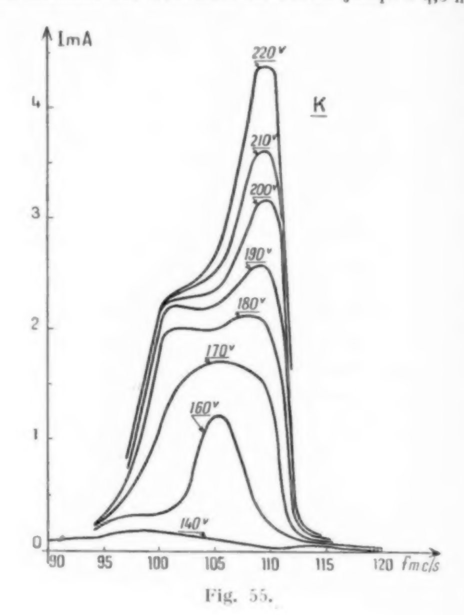


Fig. 55.

Si l'on déduit comme précédemment, de cette famille de courbes une autre famille, où l'on porte en abscisses la fréquence et en ordonnées le courant de sortie (*fig.* 55), on constate encore, que pour les maxima, la fréquence est d'autant plus élevée que la tension H. F. est plus grande, les maxima eux-mêmes étant d'autant plus importants.

La bande de réponse s'étend de 93 à 113 Mc/s, les maxima se trouvent au voisinage de 109 Mc/s pour les tensions supérieures à 170 V.

d. Cellule au Ba *sur support* Al. — Pour cette cellule nous avons adopté le deuxième mode de couplage, dans le but d'étudier l'influence éventuelle

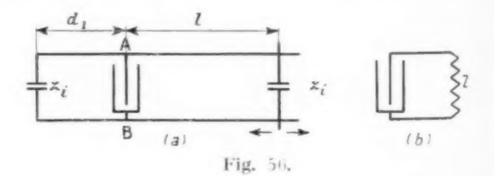


Fig. 56.

du circuit attenant à la cellule. La cellule était placée à 1220 mm de la partie terminale de la ligne.

Si l'on considère (*fig.* 56 *a*) l'impédance ramenée en A et B de la partie gauche de la ligne elle est

$$(61) \qquad Z_1 = Z_c \frac{Z_c \operatorname{sh} \alpha d_1 + Z_i \operatorname{ch} \alpha d_1}{Z_c \operatorname{ch} \alpha d_1 + Z_i \operatorname{sh} \alpha d_1},$$

où

Z, impédance du pont $-\frac{j}{C\omega}$ (réactance pure)

α, constante de propagation $\alpha = \delta + j\theta$ avec $\delta = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{\gamma}{c}}$ et $\theta = \frac{2\pi}{\lambda}$;

Z_c, impédance caractéristique.

Pour la moitié droite on a

$$Z_2 = Z_c \frac{Z_c \operatorname{sh} \alpha l + Z_l \operatorname{ch} \alpha l}{Z_c \operatorname{ch} \alpha l + Z_l \operatorname{sh} \alpha l}, \tag{62}$$

l'impédance en shunt sur la cellule Z est donnée par (*fig.* 56 *b*).

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \quad \text{ou} \quad Z = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}. \tag{63}$$

Or, l varie, donc Z_2 et par suite Z. Naturellement,

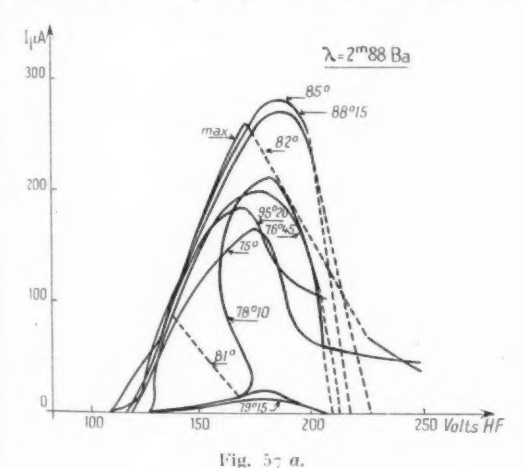


Fig. 57 *a*.

quand on fait varier l c'est-à-dire Z, on n'est plus dans les conditions optima de couplage et il faut augmenter la puissance de sortie pour obtenir les mêmes valeurs de la tension H. F. aux bornes de la cellule. Les déplacements du pont mobile seront exprimés en angle électrique d'après la formule (64) :

$$\varpi = \frac{2\pi}{\lambda} l \tag{64}$$

et comptés à partir de la cellule.

On obtient ainsi pour chaque longueur d'onde un réseau de courbes avec en abscisse la tension H. F. et en ordonnée le courant de sortie pour différentes valeurs de l'angle électrique (*fig.* 57 *a, b, c, d, e, f, g*). Sur chaque réseau une courbe porte l'indication « maximum » : c'est celle qui correspond à la position d'adaptation optima de la ligne au générateur et qui

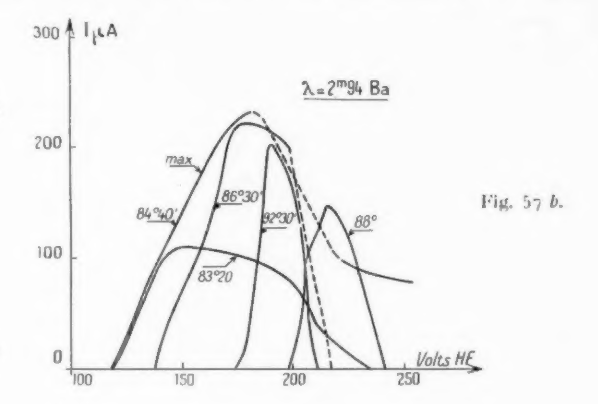


Fig. 57 *b*.

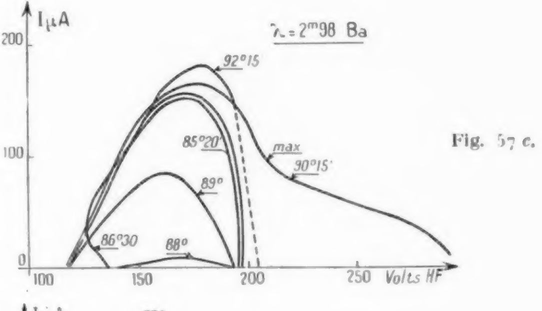


Fig. 57 *c*.

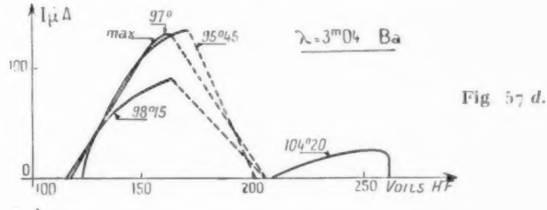


Fig 57 *d*.

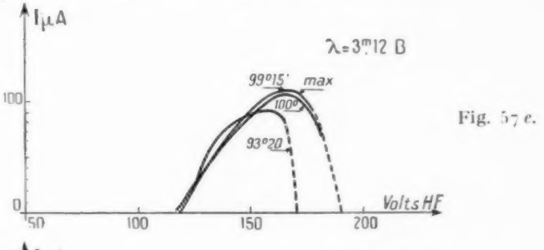


Fig. 57 *e*.

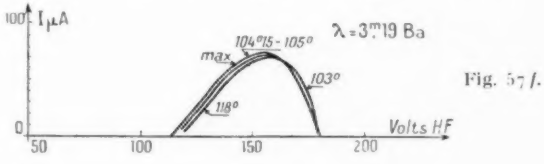


Fig. 57 *f*.

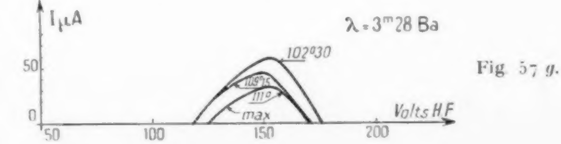


Fig 57 *g*.

donne le maximum de la tension H. F. aux bornes de la cellule. Ce n'est d'ailleurs pas en général la position qui donne le courant maximum.

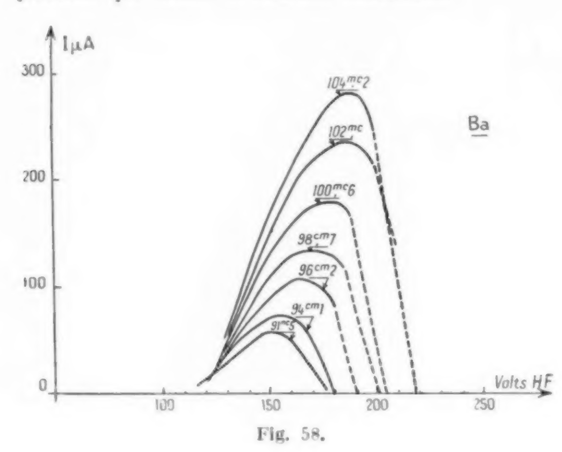


Fig. 58.

Les parties en trait ponctué correspondent à un « décrochage », le courant de sortie tombant brusquement à zéro et la tension brusquement à la valeur indiquée par la fin de la courbe.

On trouve (*fig.* 57 *a*) des courbes qui présentent l'anomalie déjà signalée où le courant de sortie croît alors que la tension H. F. décroît.

On voit d'après ces courbes qu'il y a une position du pont mobile qui donne un courant de sortie maximum; c'est la courbe correspondante qui servira à établir les courbes I de sortie en fonction

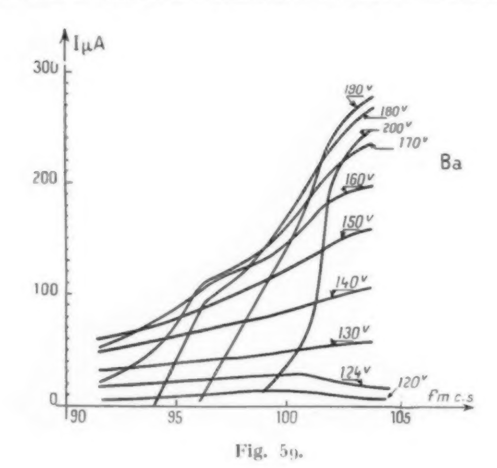


Fig. 59.

de λ pour différentes valeurs de la tension H. F. Le réseau de ces courbes est donné sur la figure 58, d'où l'on déduit la réponse en fonction de la fréquence (*fig.* 59).

Ces courbes présentent les mêmes caractères que les précédentes, les courbes se trouvent déplacées vers les fréquences plus élevées à mesure que la tension H. F. croît et avec des courants de sortie d'autant plus importants. D'autre part les maxima pour $V_{H.F.} \geq 150$ V doivent correspondre à des fréquences un peu plus élevées que celles utilisées.

2° Cellules soumises a une tension H. F. en présence d'une tension continue. — En plus de la tension H. F. l'anode peut être portée à un potentiel continu positif ou négatif (*fig.* 50). L'étude a été faite sur la cellule au Cs sur Ag oxydé.

Expérimentalement on laissait λ fixe, et la tension H. F. fixe; on faisait alors croître la tension continue positive ou négative appliquée à l'anode et l'on notait le courant de sortie.

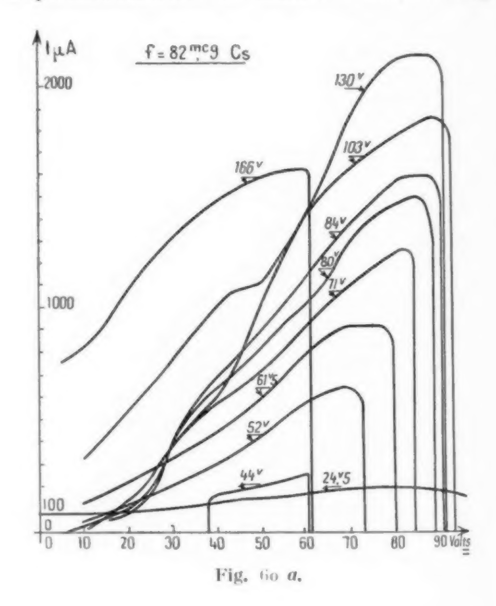


Fig. 60 *a*.

Pour les tensions continues positives de l'anode, on obtient les six réseaux de la figure 60 *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*.

Les caractéristiques de ces réseaux sont les suivantes :

Quelles que soient la fréquence et la tension H. F. (pourvu que cette dernière ne soit pas trop grande : inférieure à 200 V) quand la tension continue positive sur l'anode croît, le courant de sortie croît, passe par un maximum, puis il y a « décrochage » et tombée brusque à zéro.

A mesure que la tension H. F. imposée à la cellule s'élève, la tension continue de « décrochage » croît;

le courant croissant également; puis il y a un maximum et à mesure que la tension H. F. continue à croître la tension de « décrochage » décroît, le courant maximum décroissant également. La ten-

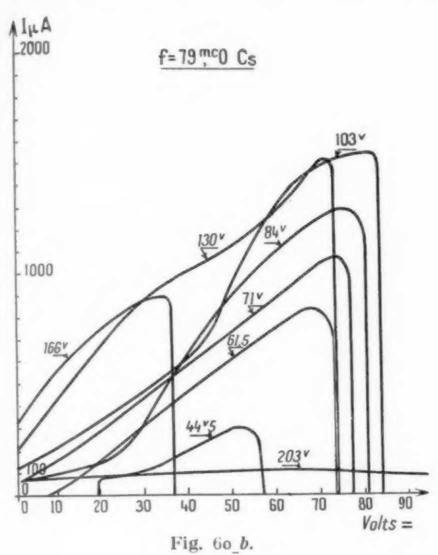


Fig. 60 *b*.

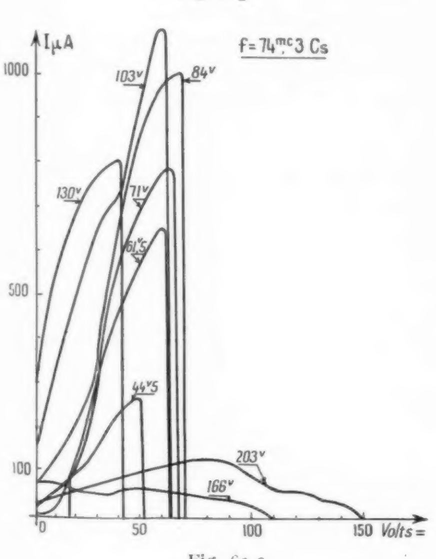


Fig. 60 *c*.

sion H. F. du maximum étant d'autant plus grande que la fréquence est plus élevée.

Si l'on applique à l'anode des tensions continues négatives croissantes en valeur absolue, on voit quelle que soit la fréquence, le courant de sortie décroître et s'annuler. La valeur pour laquelle il s'annule est d'autant plus grande en valeur absolue que la tension H. F. est plus élevée puis ensuite elle rétrograde pour les tensions H. F. supérieures

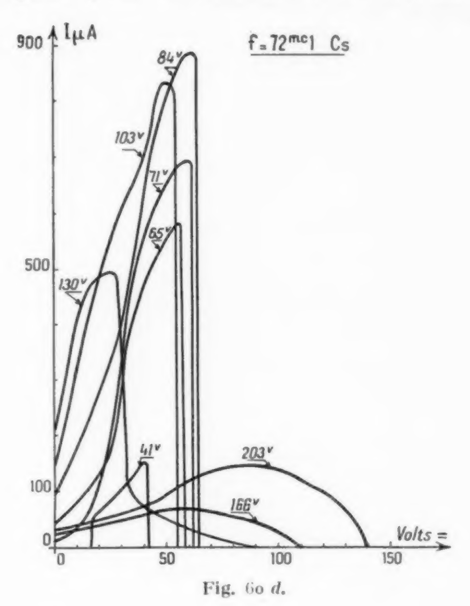


Fig. 60 *d*.

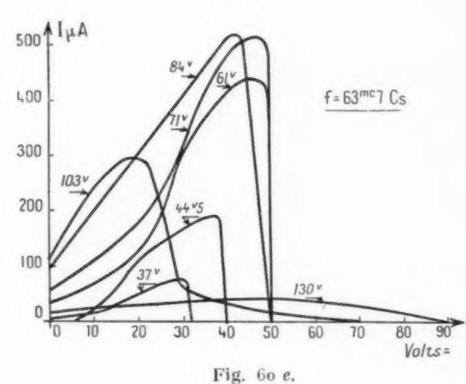


Fig. 60 *e*.

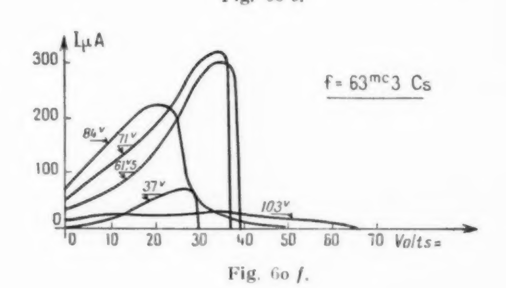


Fig. 60 *f*.

à 110 V avec apparition d'un courant continu inverse. Dans tous les cas, ce courant continu inverse est petit en comparaison du courant continu direct. Nous en donnons un exemple (*fig.* 61).

A mesure que la fréquence s'élève, la tension continue qui annule le courant de sortie est plus grande en valeur absolue. Pour les tensions continues

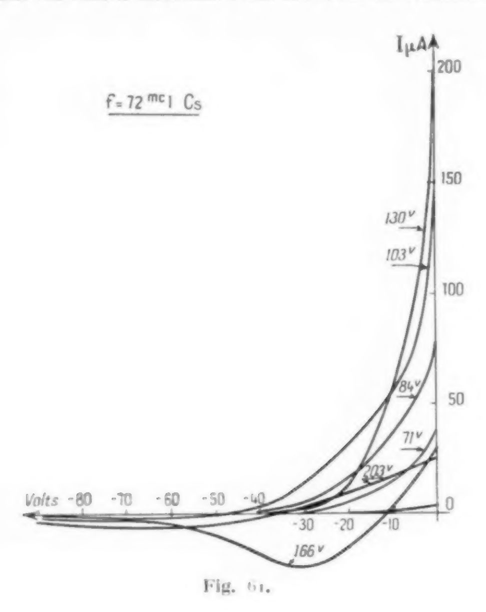


Fig. 61.

positives on peut déduire pour chaque valeur de celles-ci un réseau où l'on porte en abscisse la fréquence et en ordonnée le courant de sortie, pour différentes valeurs de la tension H. F. Nous en

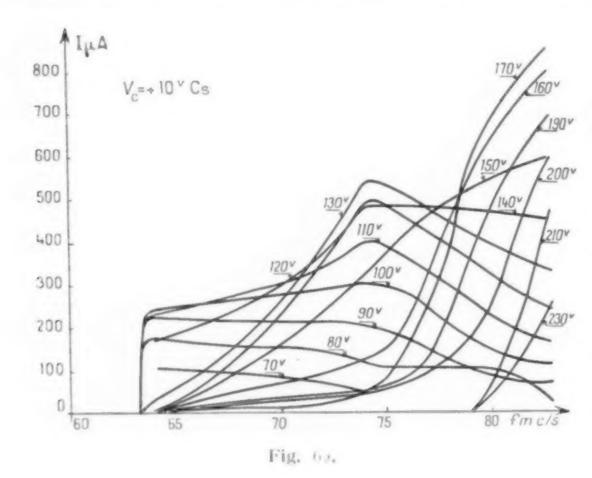


Fig. 62.

donnons un exemple à la figure 62 pour $V_c = + 10$ V à comparer avec la figure 53.

La modification consiste surtout en une augmentation notable du courant de sortie. Si l'on considère le cas des tensions continues beaucoup plus élevées on constate que la zone de réponse se déplace vers les fréquences plus grandes d'une part et que le courant de sortie devient considérable, supérieur à 1,8 mA.

Caractères généraux.

Dans l'espoir de donner une explication des phénomènes observés, il est bon d'avoir sous forme de résumé toutes les observations et tous les caractères de ceux-ci.

1° Les cellules à cathode en Ni et Al purs, ne présentent aucun phénomène de 60 à 120 Mc : s pour des tensions H. F. de 0 à 300 V.

2° Les cellules Ag—Cs_2O—Cs sur Ni, K sur Ni et Ba sur Al, donnent une réponse dans une zone de fréquence de 60 à 120 Mc : s. Le cylindre extérieur est *toujours une cathode*.

3° Pour une fréquence donnée, le courant croît avec la tension H. F., passe par un maximum et tombe brusquement à zéro.

4° La bande de fréquence se déplace vers les fréquences élevées quand on passe de la cellule au Cs à la cellule au K puis à la cellule au Ba.

5° Quand la fréquence croît, le courant de sortie passe par un maximum et décroît à zéro.

6° Les maxima se déplacent vers les fréquences élevées quand la tension H. F. croît.

7° Les maxima sont d'autant plus importants que la tension H. F. est plus grande.

8° Un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du cylindre arrête le phénomène.

9° Un flux lumineux projeté sur la face interne du cylindre est sans influence, sauf peut-être à l'origine des courbes où il y a très faible action d'amplification.

10° Pour les courants de sortie importants, l'espace intérieur à la cathode cylindrique est le siège d'une fluorescence très faible mais parfaitement visible dans l'obscurité.

11° Une tension continue positive sur l'anode provoque principalement une augmentation du nombre des électrons captés par celle-ci.

12° Une tension continue négative sur l'anode provoque principalement une diminution du nombre des électrons captés par celle-ci jusqu'à l'annulation complète.

Pour des tensions H. F. élevées, il peut y avoir inversion de courant, ce courant inverse est toujours faible.

13° Si l'on met en série avec le microampèremètre une résistance qui provoque une autopolarisation négative de l'anode, on trouve les mêmes apparences

que pour une polarisation indépendante. Le courant de sortie diminue jusqu'à devenir très faible (pour 16 MΩ).

14° L'adjonction d'une résistance en série dans le circuit H. F. de la cellule (de 100 à 500 ω) n'empêche pas le phénomène d'avoir lieu, les maxima sont seulement moins importants et d'autant moins que la résistance est plus grande. Cette résistance s'échauffe beaucoup, indice d'un courant H. F. notable.

15° Les mesures ne sont parfaitement reproductibles que si le circuit H. F. associé à la cellule l'est (cas d'une ligne de transmission).

16° La nature du circuit H. F. associé à la cellule influe sur le comportement de celle-ci.

Remarque. — La légère fluorescence observée pendant le fonctionnement de la cellule était toujours plus importante pour les cellules au Cs que pour les autres, indice qu'il est plus difficile d'obtenir un bon vide avec ce genre de couche. Ceci peut être à rapprocher du fait que les couches photoélectriques doivent leur sensibilité élevée aux gaz absorbés. Le bombardement violent, pendant le fonctionnement pouvant libérer des traces de gaz, la sensibilité photoélectrique décroissant notablement après un premier fonctionnement de la cellule.

Influence du refroidissement de la cellule.

Différentes hypothèses sur lesquelles nous reviendrons dans la théorie nous avaient conduit à penser que l'émission thermique de la couche devait jouer un rôle dans les phénomènes observés. Il y avait donc intérêt à réduire au maximum celui-ci pour en voir la répercussion.

Il y avait certaines difficultés techniques à refroidir une lampe soumise à une tension H. F. pour éviter la conductibilité superficielle provoquée par la condensation de la vapeur d'eau. Il fallait de plus pouvoir éventuellement éclairer la cellule pendant ce refroidissement sans être gêné par la glace qui risquait de se déposer sur le verre.

Nous avons résolu toutes ces difficultés en utilisant un récipient de forme appropriée (*fig.* 63) qui comporte les particularités suivantes :

Le récipient se compose de trois parties :

Un corps terminé par deux rodages plans, et sur lequel était soudée une boîte cylindrique en verre, soigneusement vidée et terminée par deux glaces planes. Cette boîte permettait l'admission de la lumière sans risques d'obscurcissement par de la glace ou de la buée.

Deux chapeaux hémisphériques comportant des rodages plans venant s'appliquer sur ceux du corps, une tubulure *d* pour la circulation de l'agent de refroidissement, et un tube soudé en haut, muni de deux passages et complètement vidé *a*. L'extrémité la plus éloignée de l'ampoule restait parfaitement sèche pendant le refroidissement, toute fuite étant ainsi évitée.

La soudure d'un couple était placée à l'intérieur de l'ampoule, les fils d'amenée passant entre deux des rodages plans, lesquels étaient piscéinés.

Des précautions doivent être prises pour l'emplacement de cette soudure de manière à ne pas collecter de H. F., ce qui aurait faussé tant les mesures du couple que les mesures sur la cellule. Toute l'ampoule était placée à l'intérieur d'une boîte en bois

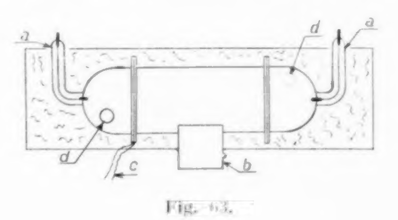


Fig. 63.

munie d'ouvertures adéquates et calorifugée avec de la bourre d'amiante.

Le mode de refroidissement est celui employé pour les multiplicateurs c'est-à-dire de l'air refroidi par passage dans un serpentin placé dans l'air liquide après avoir été soigneusement desséché sur du chlorure de calcium (au moins 4 m de tube desséchant).

L'ensemble nous a donné toute satisfaction et nous a permis de faire deux genres de mesures.

1° Refroidissement de la cellule au Cs en cours de fonctionnement. — La cellule était soumise à la tension H. F. puis refroidie jusqu'à —145° sans interrompre la tension. Les résultats sont consignés dans le tableau suivant.

Ce tableau montre que la cellule est restée indifférente au refroidissement. La lente augmentation du courant de sortie est due au temps de fonctionnement et non au refroidissement.

2° Établissement de la H. F. a basse température. — Un point plus important que le précédent était de savoir si une fois la cellule froide, il était encore possible de voir le phénomène s'établir en soumettant la cellule à la tension H. F.

Ainsi, nous avons refroidi la cellule, celle-ci n'étant pas en fonctionnement, puis à différentes températures jusqu'à —100° C, nous avons mis

brusquement la tension H. F. et, dans tous les cas, la cellule s'est mise à fonctionner dans les mêmes conditions qu'à la température ordinaire. Cette mesure a été faite sur la cellule au Ba.

TABLEAU XI.

Temps (minutes et heures).	Courant de sortie de la cellule (μA).	θ (°C).
0,00	155	14
0,07	155	— 13
0,16	163	— 30
0,30	167,5	— 44
0,38	172	— 48
0,46	173	— 50
0,54	175	— 69
1,4	180	— 93
1,13	187	—103
1,30	190	—120
1,40	192	—130
1,50	197,5	—141
1,55	198	—145
	198	Réchauffage

Influence d'une modulation de la H. F.

Certaines hypothèses que nous invoquons dans la théorie nous ont conduit à penser que l'arrêt périodique du phénomène rendrait efficace l'action d'un

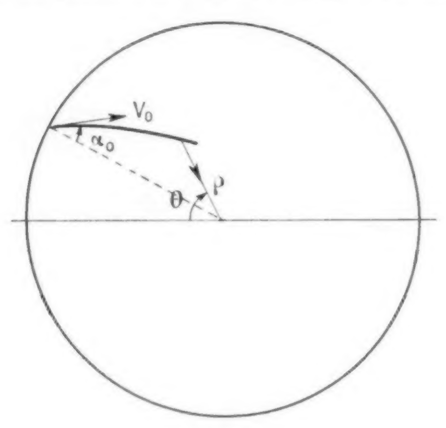


Fig. 64.

flux lumineux. Il devenait donc nécessaire de moduler la H. F.

Étant donné que la réponse de la cellule s'étend sur une bande de fréquence assez grande, il y avait peu de chance pour qu'une modulation de fréquence soit efficace. Au contraire la cellule était très sensible aux variations de la tension H. F., une modulation en amplitude avait plus de chance de nous conduire à des phénomènes nouveaux.

L'arrêt du phénomène après 10 oscillations H. F. nous semblait désirable ce qui fixait la fréquence de modulation à 10 Mc/s. Nous avons monté un autooscillateur avec une lampe 6 L 6, alimenté avec un stabilisateur de tension.

Dans les différents montages du générateur 100 Mc : s, qui ont été faits avant d'arriver au type définitif de la figure 64, nous avons appliqué la modulation; dans aucun cas, nous n'avons observé de phénomène nouveau.

Nous avons alors monté le générateur du dernier type avec modulation plaque, c'est-à-dire que la modulation attaquait la plaque et l'écran de telle sorte que les tensions de modulation soient dans un rapport convenable. Pour être plus sûr de laisser passer les bandes de modulation, le CO de plaque de l'amplificatrice a été constitué par du fil résistant. Nous avons vérifié au pont qu'il existait bien deux ailes de modulation. Dans aucun cas, nous n'avons pu observer d'effet même en amortissant le circuit H. F. de la cellule par une résistance (conditions dans lesquelles le pont mobile pouvait prendre une position indifférente autour d'une position moyenne, ce qui indiquait une diminution notable de la qualité du circuit), conditions favorables au passage de la bande de modulation.

Ainsi donc, les essais de modulation de la H. F. se sont soldés par un échec complet. C'est d'ailleurs le même résultat qu'ont obtenu les deux auteurs japonais Takeo Seki et Takesi Kiyono.

THÉORIE

Pour des raisons de commodité d'exposition nous avons préféré dans cette deuxième partie séparer complètement la théorie des résultats expérimentaux à cause de la complexité de celle-ci.

Mais en réalité, la théorie a été développée au cours même du travail expérimental et c'est elle qui nous a guidé dans le choix des essais à faire.

Une théorie complète du mécanisme responsable des faits observés devant être très complexe, nous avons surtout cherché une première approximation susceptible de nous éclairer sur le choix des voies dans lesquelles s'engager.

Nous nous sommes donc plus attachés au caractère de commodité de notre théorie qu'à sa valeur absolue, la sachant certainement insuffisante.

Quelques hypothèses.

Les hypothèses légitimes sont au nombre de trois :

1° Décharge H. F. à travers le gaz résiduel.

2° Multiplication à deux plaques, l'anode et la cathode étant le siège de la multiplication.

3° Multiplication à une seule plaque, la cathode étant seule le siège de la multiplication.

Les deux auteurs cités et nous mêmes sommes obligés de renoncer à la première hypothèse. Il serait en effet difficile de comprendre que la décharge ne s'effectue que dans une bande de tension H. F. et en particulier que pour des tensions H. F. de plus en plus élevées le courant de sortie tombe à zéro et y reste.

D'autre part, la présence d'un champ magnétique même pas trop grand, arrête le phénomène.

Nous avons d'ailleurs fait l'essai de traiter deux lampes au néon en les plaçant sur notre ligne. L'une d'elles avait deux électrodes indentiques, l'autre une grande et une petite. Pour ces deux lampes nous avons reconnu l'existence d'un effet de redressement même en l'absence de tension continue supplémentaire; mais la fréquence était indifférente d'une part, d'autre part, suivant la valeur de la tension H. F. le courant était tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre sans raison apparente, mais ne s'annulait jamais à mesure que la tension croissait, pour rester ensuite nul.

Malgré tout, il ne faut pas perdre de vue que si l'on traite une cellule dont le vide est mauvais, il est possible de voir apparaître des phénomènes qui ont une vague ressemblance avec les phénomènes observés dans des cellules bien vidées. C'est en particulier ce qui arrive quand on traite une cellule commerciale soit disant à vide.

Les deux autres hypothèses semblent acceptables. Toutefois, la deuxième qui est celle invoquée par H. Geest nous paraît difficilement soutenable à première vue; l'anode ne subissant aucun traitement favorable d'une part, et d'autre part sa surface est très petite, en l'absence de tensions continues supplémentaires il y a des chances pour qu'une bonne partie des électrons la manquent. Nous allons voir bientôt que le calcul confirme ce point de vue. Ainsi l'hypothèse qui nous paraît la plus séduisante est la multiplication sur la cathode seule. Nous allons essayer de montrer qu'elle rend parfaitement compte des faits, du moins en première approximation.

Mécanisme probable.

Si nous nous en tenons à la dernière hypothèse, il faut considérer un électron partant de la cathode attiré d'abord vers l'anode, sans l'atteindre, par le champ H. F., puis repoussé à cause du renversement du champ et renvoyé sur la cathode qu'il atteint avec une vitesse notable. Le choc de l'électron provoque une émission secondaire de plusieurs électrons qui subissent alors le même sort et donnent à leur tour chacun plusieurs électrons. La cellule est alors le siège d'un important va et vient d'électrons, le processus devant se limiter par charge d'espace. Toutefois, une partie des électrons est captée par l'anode et participe au courant de sortie. Pour que la multiplication ait lieu, il faut évidemment que le temps de transit de l'électron soit égal à la période.

C'est ce premier point que nous avons voulu éclaircir par le calcul.

Les trajectoires.

1° Équation du mouvement. — L'électron est soumis à une force centrale; donc la loi des aires donne

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = v_0 R \sin \alpha_0. \tag{65}$$

D'autre part l'équation $F = m\gamma_r$ sur le rayon vecteur donne

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} - \rho\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = -\frac{e}{m}\,\frac{U \sin \omega t + V}{\mathrm{Log}\,\dfrac{R}{r}}\,\frac{1}{\rho}. \tag{66}$$

Supposons $V = 0$, le mouvement est déterminé par le groupe d'équations

$$\left\{\begin{aligned} &\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = v_0 R \sin \alpha_0, \\ &\frac{d^2\rho}{dt^2} - \rho\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = -\frac{e}{m}\,\frac{U \sin \omega t}{\rho\,\mathrm{Log}\,\dfrac{R}{r}}. \end{aligned}\right. \tag{67}$$

Si l'on élimine $\frac{d\theta}{dt}$ l'équation aux rayons vecteurs devient

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} - \frac{v_0^2 R^2 \sin^2 \alpha_0}{\rho^3} + \frac{e}{m}\,\frac{U \sin \omega t}{\mathrm{Log}\,\dfrac{R}{r}}\,\frac{1}{\rho} = 0. \tag{68}$$

L'intégration de cette équation différentielle du second ordre donnera les trajectoires électroniques.

Pour la commodité on pose

$$m = v_0^2 R^2 \sin^2 \alpha_0, \tag{69}$$

$$n_1 = \frac{e}{m}\,\frac{1}{\mathrm{Log}\,\dfrac{R}{r}} \cdot 10^8, \tag{70}$$

$$n = U_{\text{volts}}\, n_1. \tag{71}$$

Pour la cellule utilisée on a

$$n_1 = 0{,}517 \cdot 10^{15}.$$

2° Intégration. — La seule méthode d'intégration possible est une méthode d'intégration numérique. Dans le choix de cette méthode nous avons été guidés par les considérations suivantes :

Ce qui nous intéresse principalement ce sont les électrons qui mettent justement une période pour, partant de la cathode, y revenir. Si l'on se fixe ω, c'est-à-dire la fréquence, la valeur de ρ intial étant R, il faut choisir la vitesse initiale v_0 pour un angle donné telle que au bout du temps $t = T$ on ait $\rho = R$.

Il y avait donc des chances pour qu'on ait à intégrer numériquement plusieurs équations avant de tomber justement sur la valeur de v_0 qui convenait. Il y avait donc lieu de choisir une méthode aussi rapide que possible.

Parmi toutes les méthodes possibles [26 et 27] celle qui nous a paru la plus convenable est la méthode de Cauchy-Lipschitz qui consiste essentiellement à écrire (68) sous la forme

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} = \frac{m}{\rho^3} - \frac{n \sin \omega t}{\rho} \tag{68 bis}$$

et à supposer dans un intervalle assez petit le deuxième membre comme constant.

On intègre alors et l'on en déduit les nouvelles valeurs de ρ et de $\frac{d\rho}{dt}$ à la fin de l'intervalle, connaissant ces valeurs au début de celui-ci.

On a donc le groupe

$$\begin{cases} \rho_{i+1} = C_2 \dfrac{\overline{\Delta t}^2}{2} + v_i \,\Delta t + \rho_i, \\ v_{i+1} = C_2 \,\Delta t + v_i, \end{cases} \tag{72}$$

avec

$$C_2 = \frac{m}{\rho_i^3} - \frac{n \sin \omega i \,\Delta t}{\rho_i}.$$

Nous avons toujours pris $\Delta t = \frac{T}{20}$ et nous avons vérifié que l'on ne gagnait pas grand chose à prendre un Δt plus petit.

Ainsi donc, pour f fixé et α_0 fixé, on détermine rapidement la valeur de la vitesse initiale qui correspond à la résonance, c'est-à-dire pour laquelle le temps de transit τ est égal à la période T.

Pour chaque fréquence il fallait recommencer le calcul pour différentes valeurs de α_0, d'une part, puis pour différentes valeurs de la tension de crête U. Ces calculs sont évidemment très longs, nous les avons beaucoup raccourcis en remarquant qu'il y a des lois de correspondance.

3° Lois de correspondance. — Posons

$$\omega t = \tau, \tag{73}$$

ρ qui était une fonction de t, devient une fonction de τ.

On a immédiatement

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \frac{1}{\omega}\frac{d\rho}{dt} \tag{74}$$

et

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = \omega^2 \frac{d^2\rho}{dt^2}. \tag{75}$$

Si l'on porte dans l'équation (68) on obtient

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} - \frac{R^2}{4\pi^2}\frac{v_0^2 \sin^2\alpha_0}{f^2}\frac{1}{\rho^3} + \frac{n_1}{4\pi^2}\frac{U}{f^2}\frac{\sin\tau}{\rho} = 0. \tag{76}$$

La vitesse au départ devenant

$$\frac{1}{2\pi}\frac{v_0 \cos\alpha_0}{f}. \tag{74 bis}$$

Ainsi si l'on a

$$\begin{cases} \dfrac{v_0 \sin\alpha_0}{f} = K_1, \\ \dfrac{U}{f^2} = K_2, \\ \dfrac{v_0 \cos\alpha_0}{f} = K_3, \end{cases} \tag{77}$$

K_1, K_2, K_3 étant des constantes; les trajectoires sont identiques. Remarquons que α_0 est choisi et que par suite la première et la troisième des relations (77) sont identiques.

Si l'on exprime v_0 en volts

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}}\sqrt{\Phi_0} \qquad (\Phi_0 \text{ en volts}),$$

on a

$$\begin{cases} \dfrac{U}{f^2} = K_1, \\ \dfrac{\Phi_0}{f^2} = K'_2. \end{cases} \tag{77 bis}$$

On procède alors de la manière suivante : on fait assez de calcul pour, α_0 et v_0 étant donnés, tracer avec précision une courbe $U = F(f^2)$ pour les électrons de résonance (*fig.* 65). En $M(U_0 F_0)$, on a

$$\frac{U_0}{f_0^2} = K_1,$$

$$\frac{\Phi_0}{f_0^2} = K_2.$$

Si l'on trace une droite passant par l'origine et par M, son équation satisfait bien à $U = K_1 f^2$.

Si l'on prend un point M de cette droite (U_1, f_1^2) on a pour ce point $\Phi_1 = K_2 f_1^2$. On peut donc graduer la

droite en valeur de Φ. Si l'on recommence pour d'autres points de la courbe autres que M on finit par avoir assez de points pour tracer tout un réseau de courbes $U = F(f^2)$ pour différentes valeurs de Φ, c'est-à-dire pour différentes valeurs de la vitesse initiale.

De ce réseau on pourra tirer n'importe quel autre réseau en groupant autrement les paramètres.

Une autre donnée sera importante pour la théorie,

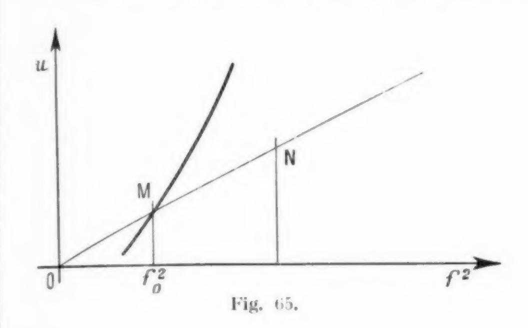


Fig. 65.

c'est la vitesse à l'impact Φ_{imp} (en volts). On pourra de même utiliser une loi de correspondance en remarquant que si (77 *bis*) est satisfaite on aura

$$\frac{\Phi_{imp}}{f^2} = K''.$$

Nous avons fait largement usage de ces lois pour établir la forme des trajectoires des électrons de résonance.

4° Résultats numériques concernant les trajectoires. — *A*. Nous avons d'abord cherché à voir les renseignements que pouvait donner le calcul concernant le mouvement possible d'un électron de la cathode à l'anode et retour de l'anode à la cathode, de manière à voir dans quelle mesure l'hypothèse de Geest était vérifiée. Le tableau XII donne les fréquences de résonance pour une vitesse initiale radiale de 3 eV, pour différentes valeurs de la tension H. F. dans le mouvement cathode-anode.

Tableau XII.

U (V).	f(Mc/s).
50	57
100	70
150	79
200	87,5
Cathode →	Anode

Tableau XIII.

U (V).	f(Mc/s).
50	85
100	118
150	146,5
200	167
Anode →	Cathode

Le tableau XIII donne les mêmes résultats pour le mouvement anode-cathode.

Si l'on étudie l'influence de la vitesse initiale on obtient le tableau XIV pour une tension H. F. de 100 V.

Tableau XIV.

Φ_0 (V).	f(Mc/s).
0	49
1	58
2	65
3	70
4	74
5	77
Cathode →	Anode

Dans le mouvement anode-cathode, la vitesse initiale est à peu près sans influence, ce qui se voit immédiatement d'après le tableau XIII; la courbe $U = F(f^2)$ étant sensiblement une droite passant par l'origine. Ce qui s'explique intuitivement par le fait que, en partant de l'anode, l'électron est dans un champ intense et acquiert très rapidement une vitesse notable, de sorte que la vitesse initiale a peu d'influence.

Ainsi donc, pour les électrons les plus probables et même pour les autres, le temps de transit dans le mouvement anode-cathode est presque la moitié du temps de transit dans le mouvement cathode-anode. Il est donc impossible d'entretenir la multiplication dans ces conditions. On pourrait espérer que la multiplication fût possible en faisant intervenir la phase, de telle sorte que $\tau_1 + \tau_2 = T$ avec $\tau_1 \neq \tau_2$. τ_1 et τ_2 temps de transit à l'aller et au retour. Mais dans ces conditions, à mesure que la phase croît, la vitesse d'impact décroît très rapidement et le coefficient d'émission secondaire tombe à une valeur inférieure ou égale à 1.

B. Ainsi donc la multiplication ne doit se faire que sur la cathode, l'anode ne servant qu'à la production du champ et à la capture d'une fraction des électrons.

Nous avons établi un tableau (XV) donnant pour différentes valeurs de la tension H. F. et pour différentes fréquences, la vitesse initiale en volts et la vitesse d'impact en volts pour la résonance et pour les quatre angles 0, 20, 45 et 70°.

On voit d'après ce tableau que pour des vitesses initiales comprises entre 0 et 5 eV et pour des tensions de 100 à 200 V, la résonance n'est possible que pour

Tableau XV.

f (Mc/s)......	75.								80.							
α (degré)......	0.		20.		45.		70.		0.		20.		45.		70.	
Fn. r. (V).	o.	i.	o.	i.	o.	i.	o.	i.	o.	i.	o.	i.	o.	i.	o.	i.
100	0,5	49,5	0,65	49,5	0,95	43,5	2,0	24	1,0	69	1,25	66	1,75	51,5	3,0	22
110	0	45	0,35	41	0,70	36	1,0	32	0,75	61	0,90	60	1,25	51,5	2,55	26
120	–	–	0,1	34	0,5	20	0	–	0,45	51	0,60	50	0,8	42,5	1,85	29
130	–	–	–	–	0,3	26	–	–	0	–	0,35	42,5	0,6	35	0,50	36,5
140	–	–	–	–	0,25	23	–	–	–	–	0,1	–	0,5	32	0	–
150	–	–	–	–	0,15	–	–	–	–	–	–	–	0,4	31,5	–	–
160	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0,3	27	–	–
170	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0,2	–	–	–
180	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
190	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
200	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
	85.								90.							
100	1,4	82	1,95	72	2,75	47	3,75	17,5	1,5	–	2,80	74	4,0	42,5	4,45	14,5
110	1,2	75	1,50	72,5	2,10	56	3,5	23,5	1,7	94	2,30	80	3,25	52	4,3	19
120	1,15	76	1,20	70	1,55	56	3,1	29,5	1,6	89	1,85	82	2,50	64	4,0	24,5
130	0,95	74	0,95	65	1,10	51	2,5	31	1,5	89	1,55	80	1,95	62	3,6	29,5
140	–	–	0,65	51	0,80	46	1,5	33	1,15	85	1,25	74,5	1,45	57	3,1	34
150	–	–	0,45	47	0,65	39	0	38,5	0,95	70	1,0	67	1,20	55	2,25	33
160	–	–	0,20	–	0,55	35	–	–	0,75	56	0,75	52,5	0,80	44,5	1,0	35,5
170	–	–	0	–	0,45	32,5	–	–	–	–	0,55	48,5	0,70	44	0	–
180	–	–	–	–	0,35	28	–	–	–	–	0,40	46	0,60	38	–	–
190	–	–	–	–	0,25	25	–	–	–	–	0,25	41	0,50	33	–	–
200	–	–	–	–	0,20	–	–	–	–	–	0,10	–	0,40	30,5	–	–
	95.								100.							
100	–	–	4,25	75	–	–	> 5	–	–	–	> 5	–	–	–	–	–
110	1,9	–	3,30	81,5	4,60	46	> 5	–	–	–	4,75	82,5	–	–	–	–
120	1,9	100	2,60	87,5	3,75	55	4,85	20,5	–	–	3,65	89	–	–	–	–
130	1,9	102	2,25	92,5	3,0	79	4,55	28,5	–	–	3,05	95,5	–	–	–	–
140	1,7	110	1,90	92	2,35	69	4,25	30	2,35	–	2,6	101,5	4,40	56	–	–
150	1,65	110	1,65	88,5	1,75	61,5	3,80	34,5	2,0	100	2,3	105	3,60	80,5	–	–
160	1,35	110	1,40	84	1,40	57,5	3,20	38	2,0	111	2,0	102	2,85	87	5	31
170	1,15	–	1,15	70	1,15	55,5	2,20	37	1,9	125	1,75	96,5	2,35	73,5	4,5	36
180	1,0	83	1,0	67,5	0,90	51	0,50	36,5	1,75	122	1,55	87,5	1,85	65	3,95	40
190	0,85	–	0,85	60	0,75	45	–	–	1,55	114	1,45	85	1,50	60,5	3,3	43
200	0,60	–	0,70	55	0,55	40	–	–	1,45	109	1,30	79,5	1,25	58,5	2,2	40
									1,3	100	–	–	1,05	55	0,5	37
	105.								110.							
100	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
110	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
120	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
130	–	–	4,3	96	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
140	2,3	–	3,5	103	–	–	–	–	–	–	5,0	103,5	–	–	–	–
150	2,5	–	3,05	110	4,4	71	–	–	–	–	4,0	110,5	–	–	–	–
160	2,45	–	2,7	115	3,6	100	–	–	–	–	3,5	117,5	–	–	–	–
170	2,25	–	2,35	113,5	2,85	88,5	–	–	2,75	–	3,0	123	4,35	110	–	–
180	2,15	144	2,2	113	2,4	76,5	4,7	42	2,65	–	2,75	126,5	3,6	105	–	–
190	2,0	–	2,0	108	2,0	67,5	4,25	45	2,5	–	2,55	124,5	3,0	93	–	–
200	1,85	137	1,80	101,5	1,7	–	3,65	47,5	2,4	–	2,4	123,5	2,5	–	–	–

une zone de fréquence de 70 à 115 Mc/s, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Tracé des trajectoires.

Nous avons tracé les trajectoires pour des électrons en résonance pour $V_{HF} = 150$ V et $f = 95$ Mc/s (*fig.* 66). Connaissant les valeurs du rayon vecteur par l'intégration numérique de l'équation différentielle, nous avons déterminé l'angle polaire à l'aide de la formule (65) que l'on peut écrire :

$$\Delta\theta = \frac{v_0 R \sin\alpha_0}{\rho^2}\Delta t \qquad (\Delta\theta \text{ en radian}).$$

On prend pour ρ la moyenne $\frac{\rho_i + \rho_{i+1}}{2}$ des deux valeurs de ρ de l'intervalle.

On constate d'après ce tracé que les électrons de résonance n'atteignent pas l'anode et que l'impact est à peu près normal.

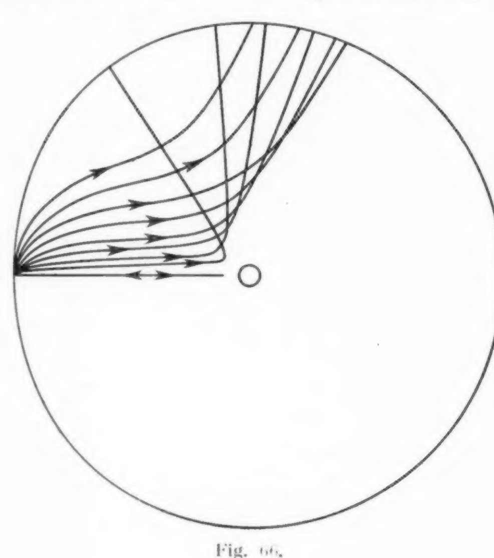


Fig. 66.

On se rend compte aussi de la raison pour laquelle il y a possibilité de résonance pour des électrons de vitesse initiale très différente de par la différence possible des longueurs des trajets parcourus, suivant l'angle de départ.

Influence de la phase.

Dire que les électrons de résonance doivent avoir une vitesse initiale donnée serait dire qu'il n'y a que très peu d'électrons qui satisfassent aux conditions requises. La courbe de répartition des vitesses initiales ne donnant que le nombre d'électrons compris entre $v_0 - \frac{\Delta v}{2}$ et $v_0 + \frac{\Delta v}{2}$. Il faut donc admettre que, autour de cette vitesse, les électrons sont encore capables d'être de résonance. On doit donc envisager un paquet d'électrons dont les vitesses sont voisines de la vitesse calculée.

Dans les calculs précédents, nous avons toujours supposé la phase nulle c'est-à-dire qu'à l'instant zéro on a $U \sin\omega t = 0$.

Si l'on tient compte de la phase et que l'on intègre l'équation différentielle en supposant à l'instant $t=0$, que l'on a successivement $\omega t = \frac{\pi}{10}, \frac{2\pi}{10}, \frac{3\pi}{10}, \ldots$, on constate que la résonance est encore possible à condition de modifier légèrement la vitesse initiale.

Remarquons que seules, les phases qui correspondent à un retard de l'électron sur le champ sont possibles; on ne peut imaginer en effet, un électron se mettant spontanément en route dans un champ retardateur. Si la résonance est encore possible pour une phase élevée sans que la vitesse initiale subisse une grande modification, la vitesse à l'impact devient de plus en plus faible. C'est d'ailleurs un fait général dans ce genre de problème [18].

Si la vitesse à l'impact décroît, le nombre des électrons secondaires décroît et pour des phases assez grandes il n'y aura plus de multiplication.

Le résultat important est que l'on peut considérer quand on a trouvé la vitesse initiale qui donne la résonance, que les électrons ayant des vitesses voisines de part et d'autre de celle-ci, participent également à la multiplication.

Représentation des faits expérimentaux.

Nous avons déjà vu que les fréquences obtenues par le calcul sont en bon accord avec les fréquences observées.

Nous devons maintenant voir si la théorie permet de préciser un peu plus : en particulier peut-elle nous expliquer la forme des courbes de réponse en fonction de la tension H. F. pour différentes fréquences, et la forme des courbes de réponse en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la tension H. F.

A. Quelques propriétés de l'émission secondaire. — Pour aller plus loin nous aurons à utiliser un certain nombre de propriétés de l'émission secondaire.

1° *Répartition angulaire.* — Les électrons secondaires émis après choc d'un électron primaire, s'éloignent dans toutes les directions, mais d'autant plus nombreux que la direction de départ est plus

voisine de la normale à la surface. La loi est une loi en cosinus [28] :

$$n = \frac{N}{2} \cos \alpha, \tag{78}$$

où N est le nombre total d'électrons et n le nombre d'électrons émis dans l'angle $d\alpha$.

2° *Rendement.* — Nous avons déterminé dans la première partie une fraction de la courbe de rendement pour les couches complexes au Cs (*fig.* 33).

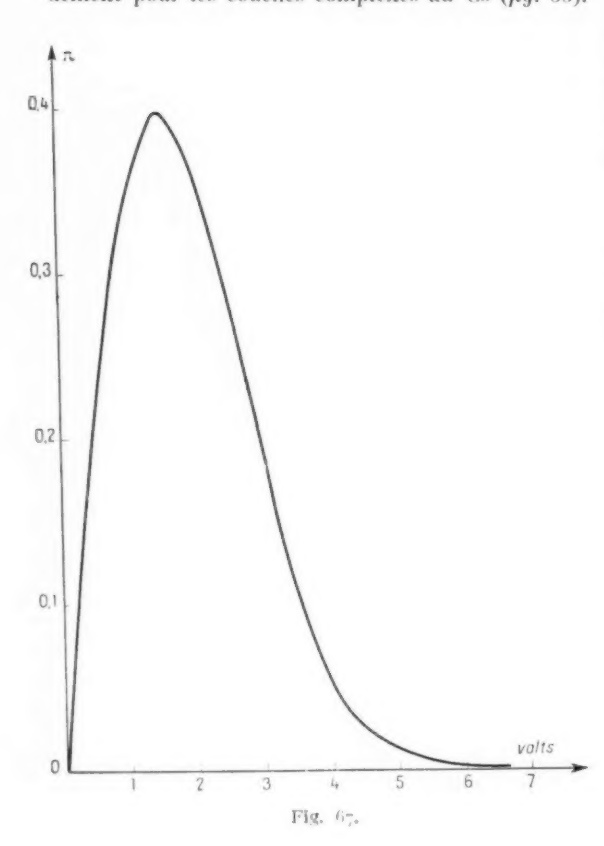


Fig. 67.

C'est cette courbe que nous utiliserons dans nos calculs.

3° *Répartition des vitesses.* — Quand un électron primaire arrive avec une vitesse Φ, les électrons secondaires ont des vitesses réparties entre zéro et Φ, mais avec une probabilité très variable [28].

Pour les couches complexes au Cs on ne possède guère de données numériques à ce sujet. Celles que nous avons trouvées [29] ne sont guère utilisables. Nous avons procédé de la manière suivante : d'après Zworkin [1], 85 % des électrons ont une vitesse initiale inférieure à 3 V. Si l'on admet que la répartition est maxwellienne on a

$$Z = 2 K v \, e^{-Kv^2}. \tag{79}$$

On écrit que cette équation est satisfaite pour $v = 3$ eV et $Z = 0{,}15$, ce qui détermine K, or

$$\int_{-\infty}^{+\infty} Z \, dv = 1.$$

On peut alors tracer la courbe de distribution des vitesses (*fig.* 67), le maximum a lieu pour 1,54 eV et est égal à 0,395. L'aire de cette courbe est l'unité. Pour avoir le nombre d'électrons ayant des vitesses comprises entre deux valeurs voisines, il suffit d'évaluer la surface correspondante rapportée à la surface totale.

B. Réponse en fonction de la tension H. F. pour une fréquence donnée. — Si l'on inspecte le tableau XV, on constate que pour une fréquence donnée, à mesure que la tension H. F. croît, les vitesses initiales des électrons de résonance décroissent. On parcourt donc la courbe de répartition des vitesses de la figure 67 de la droite vers la gauche.

Pour une tension faible, ce sont les électrons de vitesses relativement grandes qui conviennent, ils sont peu nombreux et le courant de sortie est faible; puis on se déplace vers le maximum de probabilités qui doit correspondre au maximum du courant de sortie; ensuite il y a décroissance. Le courant de sortie passe donc bien par un maximum. Si l'on remarque que le maximum de la courbe de répartition est voisin de zéro et que la courbe descend très rapidement, et qu'enfin celle-ci s'arrête à zéro, on trouve la raison de la chute brusque du courant de sortie que l'on constate sur la presque totalité des courbes expérimentales.

Quand la tension H. F. est telle que les électrons devraient avoir une vitesse négative pour être de résonance, la multiplication n'est plus possible. Alors que pour des tensions H. F. faibles, il y a toujours des électrons dont la vitesse convient, ils sont peu nombreux mais il y en a.

La dissymétrie des courbes de réponse traduit la dissymétrie de la courbe de répartition des vitesses initiales.

C. Réponse en fonction de la fréquence pour différentes tensions H. F. — A l'aide du tableau XV, de la courbe de rendement de la figure 33 et de la courbe de répartition des vitesses initiales figure 62, on peut chercher à représenter complètement les phénomènes.

C'est ce que nous avons fait pour la cellule au Cs. Pour une valeur de f donnée, et pour $V_{\text{H.F.}}$ fixé, la vitesse initiale de résonance est une fonction de l'angle de départ soit $\Phi_0(\alpha)$, il y correspond une valeur de la vitesse à l'impact $\Phi_{\text{imp}}(\alpha)$. La distribution des vitesses $N(\Phi_0)$ devient $N(\alpha)$ et le rendement en électrons secondaires $n(\Phi_{\text{imp}})$ devient $n(\alpha)$. Donc si l'on tient compte de la loi en cosinus, le nombre des électrons après la première multiplication sera

$$\mathcal{N} = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} N(\alpha)\, n(\alpha) \cos\alpha \, d\alpha. \tag{80}$$

Nous avons calculé graphiquement cette intégrale pour différentes valeurs de la fréquence et de la tension H. F. Si l'on prend pour fixer les idées, égal à 10 le nombre des multiplications, soit $\mathcal{N}^{10}$, on pourra tracer le réseau de courbes cherchées. Il y avait la difficulté de savoir quelle était la bande de vitesse à utiliser autour de la vitesse de résonance. Nous avons adopté une bande de largeur telle que le nombre d'électrons soit justement égal à sa probabilité parce que cela était particulièrement simple. On trouvera figure 68 le résultat des calculs.

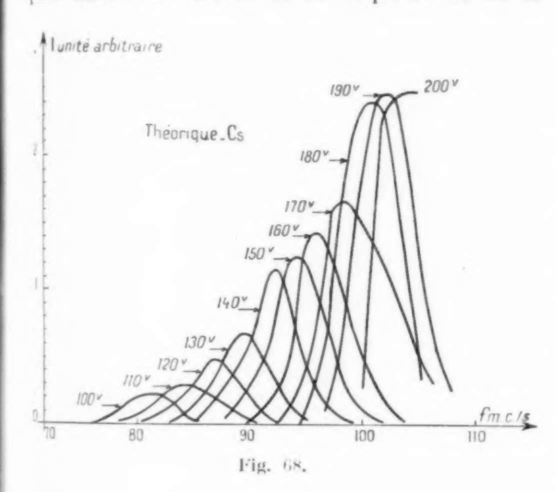


Fig. 68.

Nous voyons que l'on retrouve d'une manière assez satisfaisante la position des courbes les unes par rapport aux autres. On voit bien en particulier que le maximum est d'autant plus important que la fréquence est plus élevée.

Ainsi la théorie représente correctement les faits surtout en dehors de la zone des maxima (*fig.* 52), ce qui est naturel puisque celle-ci ne tient pas compte du mécanisme de limitation du courant.

Si l'on passe du Cs au K et du K au Ba, que doit-il se passer ? Pour les couches utilisées, à mesure que l'on passe au Cs au Ba, la fonction travail augmente et il devient nécessaire pour avoir les mêmes rendements en émission secondaire, d'avoir des vitesses d'impact plus grandes. Si l'on considère encore le tableau XV, on constate que pour une même vitesse initiale, prenons la plus probable, soit 1,5 eV, la vitesse à l'impact est d'autant plus grande que la fréquence et la tension H. F. sont plus élevées.

Il doit donc y avoir déplacement de la réponse vers les fréquences plus grandes quand on passe du Cs au Ba. Il doit y avoir aussi déplacement vers les tensions plus élevées; c'est bien ce que l'on constate.

Ainsi donc, la théorie proposée rend bien compte de toutes les apparences expérimentales.

Est-ce à dire que nous ayons complètement compris le mécanisme du phénomène ?

Non naturellement, il reste encore à expliquer la limitation du courant, la capture des électrons par l'anode, la non-influence du flux lumineux, le démarrage du processus de multiplication, l'influence du circuit associé à la cellule, l'influence d'une tension continue supplémentaire, etc.

Nous allons tâcher de donner des réponses raisonnables d'après nos résultats expérimentaux, à une partie de ces questions.

Capture par l'anode.

Étant donné qu'il circule dans le microampèremètre un courant continu qui correspond à une arrivée d'électrons sur l'anode, c'est que celle-ci en reçoit effectivement.

On peut classer en deux catégories, les électrons en mouvement dans la cellule, comme dans le cas des cellules éclairées en lumière modulée en haute fréquence [30]. Des électrons qui circulent de la cathode à la cathode et qui entretiennent le courant H. F. uniquement par induction [31] et des électrons partant de la cathode et aboutissant à l'anode où ils sont captés, donnant naissance à un courant de conduction.

Nous avons vu figure 61 que les électrons de résonance qui servent à la multiplication n'atteignent pas l'anode. Il y a donc lieu de penser que ce sont ceux qui ne sont pas de résonance qui l'atteignent. En effet, nous avons calculé pour $\alpha = 0$, le mouvement des électrons ayant des vitesses différentes de la vitesse de résonance pour $f = 100$ Mc/s et $V_{\text{H.F.}} = 150$ eV.

La vitesse initiale de résonance est 2,20 eV; pour des électrons de vitesse initiale plus faible, ceux-ci retournent à la cathode sans atteindre l'anode, au

contraire pour les électrons de vitesse initiale plus grande, l'anode est atteinte. Elle est même atteinte à un instant où des électrons secondaires éventuels ne pourraient pas repartir, le champ étant retardateur; la vitesse à l'impact est d'ailleurs relativement faible. Il faut admettre que quand la cellule commence à répondre, le nombre total d'électrons ayant une vitesse plus grande est supérieur au nombre total des électrons ayant une vitesse initiale plus faible, ce qui n'est pas choquant étant donnée la forme dissymétrique de la courbe de répartition des vitesses initiales (*fig.* 65).

Il faut donc considérer que dans son régime stationnaire la cellule est telle que le courant continu n'est qu'une faible fraction du courant effectif qui circule en son intérieur. C'est ce qui explique l'élévation notable de température d'une résistance de 100 Ω en série avec le circuit H. F. de la cellule et qui ne pourrait être provoquée par un courant continu relativement faible de 200 à 300 μA.

Démarrage du phénomène.

Puisque même dans l'obscurité complète le phénomène se présente, c'est qu'il y a des électrons susceptibles de l'amorcer.

Nous avons pensé longtemps comme les auteurs cités, que ces électrons étaient d'origine thermique. Mais cette hypothèse est à abandonner en raison des résultats obtenus par refroidissement. Nous avons vu qu'à −100° C, et dans l'obscurité, pour la couche de Ba, le phénomène a lieu exactement comme à la température ordinaire.

Si l'on prend la loi de l'émission thermique :

$$(81) \qquad i_{A/cm^2} = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{KT}}$$

et pour les constantes A et φ celles qui correspondent à une couche de Ba sur W oxydé [32] qui ressemble à notre couche :

$$A = 0,18 \text{ A/cm}^2/\text{dg}^2, \qquad \varphi = 1,34 \text{ eV}.$$

on trouve

$27°\text{C} \quad i_{A/cm^2} = 4.2.10^{-19}$ (25 électrons/s).
$-100°\text{C} \quad i_{A/cm^2} = 4.2.10^{-36}$ ($2,5.10^{-16}$ électrons/s);

On voit qu'à − 100° C, l'émission thermique ne peut rendre compte du départ de la multiplication.

On est donc conduit à admettre un autre processus d'apparition d'électrons au sein de la cellule. Celui qui semble le plus probable est une excitation par le champ H. F. des molécules du gaz résiduel, il suffit que quelques électrons soient arrachés pour que la multiplication commence et s'effectue jusqu'au régime permanent.

Quoi qu'il en soit, cette expérience de refroidissement est très intéressante puisqu'elle montre qu'il faut perdre l'espoir, du moins sous cette forme, de faire répondre la cellule aux flux lumineux et par suite ouvre de nouvelles voies de recherches.

Régime permanent.

Si l'on suppose que la multiplication commence à partir de quelques électrons et si l'on remarque que le courant capté par l'anode n'est qu'une fraction du flot électronique, on est conduit à penser que la multiplication correspond à une ampliplication considérable. Toutefois elle est limitée.

On pourrait penser que cette limitation est due à la puissance finie du générateur, mais si l'on fait le bilan énergétique, on trouve que l'énergie consommée par la cellule est faible vis-à-vis de celle fournie par le générateur. D'autre part, des générateurs susceptibles de donner des puissances beaucoup plus faibles que le dernier utilisé nous ont donné les mêmes résultats.

Il semble plus logique de penser que la limitation se fait au sein même de la cellule par apparition d'une charge d'espace.

Nous avons vu que la vitesse initiale jouait un rôle fondamental dans la théorie de nos cellules et que cette vitesse est faible (maximum de la courbe de répartition des vitesses, 1,54 eV). Après un grand nombre de multiplications, le flot électronique quittant la cathode devient notable créant au voisinage de celle-ci une charge d'espace dont l'effet sera une diminution apparente de la vitesse initiale.

La répartition angulaire des vitesses initiales est telle que la plus grande partie des électrons s'échappent normalement ou presque; on peut donc écrire

$$(82) \qquad I = 2\pi R\sigma v_\rho.$$

où I est le courant total, σ la densité de charge et v_ρ la composante radiale de la vitesse; l'équation de Poisson en coordonnées polaires devient :

$$(83) \qquad \frac{1}{\rho}\frac{d\left(\rho\frac{dV}{d\rho}\right)}{d\rho} = -4\pi\sigma = -\frac{2I}{\rho v_\rho}.$$

Les électrons à leur départ sont dans un champ faible et par suite on peut considérer v_ρ comme constant; d'où

$$(84) \qquad \frac{d\left(\rho\frac{dV}{d\rho}\right)}{d\rho} = -K.$$

L'intégration est immédiate et si l'on tient compte des conditions aux limites, on obtient

$$(85)\qquad V = k(R - \rho) + \frac{k(R - r) - U \sin \omega t}{\operatorname{Log} \frac{R}{r}} \operatorname{Log} \frac{\rho}{R}.$$

Pour $K = 0$, on retrouve bien l'expression (58).

Nous allons l'utiliser pour $\sin \omega t = 0$:

$$(86)\qquad V = k \left[(R - \rho) + \frac{R - r}{\operatorname{Log} \frac{R}{r}} \operatorname{Log} \frac{\rho}{R} \right].$$

Posons $R - \varepsilon = \rho$ et développons le logarithme en série; en se limitant aux termes du premier ordre, on a

$$(87)\qquad V = k\varepsilon \left[1 - \frac{R - r}{R \operatorname{Log} \frac{R}{r}} \right] = 0,72\, k\varepsilon = 1,44 \frac{\varepsilon}{\rho} I.$$

Le champ est donc retardateur et d'autant plus que I est plus grand, de telle sorte que seuls les électrons de vitesse initiale assez grande participent à la multiplication. Ceux-ci étant en nombre décroissant à mesure que cette vitesse augmente, il y a nécessairement limitation.

La multiplication entretient juste les pertes d'électrons par l'anode. On comprend alors qu'un flux lumineux soit sans action. Les photoélectrons prenant naissance devraient après multiplication augmenter le courant I, ce qui n'est pas possible.

Influence du circuit associé.

On sait qu'un appareil électronique en H. F. est en général équivalent à une résistance shuntée par une réactance.

La cellule doit avoir pour chaque régime de fonctionnement une résistance et une réactance shunt déterminées.

Nous avons pensé utiliser la ligne de transmission pour mesurer les variations de réactance, malheureusement la manière même dont la cellule est connectée à la ligne provoque un rayonnement notable défavorable aux évaluations et, nous considérons comme plus prudent de ne pas faire état de ces mesures.

Emploi de la cellule.

Le but véritable de cette deuxième partie était d'obtenir un appareil de construction aisée permettant à l'aide d'une amplification importante la mesure de flux très faible.

A ce point de vue, le but n'a pas été atteint puisque nous n'avons pas trouvé de conditions favorables où la cellule réponde aux flux lumineux.

Il est permis cependant d'espérer dans cette voie, si l'on peut éviter la formation de la charge d'espace. Pour cela nous proposons l'emploi d'un champ magnétique radial (pour ne pas détruire la symétrie) et qui aura pour effet de faire progresser les électrons au fur et à mesure de leur va et vient dans la cellule pour être enfin capté par un anneau terminal non sensibilisé, servant de collecteur.

Il est possible d'envisager aussi la cellule comme indicateur de vide grâce à la faible lueur d'excitation toujours visible même dans des cellules soigneusement vidées. Cette lueur est d'ailleurs d'autant plus importante que le vide est moins bon.

Les meilleurs indicateurs visuels de vide du type décrit par Penning [33] ne permettent guère de descendre au-dessous de 10^{-5} mm de Hg alors que dans la cellule au Ba le vide est certainement de l'ordre de 10^{-7}, c'est-à-dire déjà difficile pratiquement à évaluer à la jauge à ionisation. La cathode pourrait être constituée d'un alliage à haut rendement en électrons secondaires comme l'argent-magnésium [34] ou le cuivre-béryllium [35] ne pouvant être faite de couches photoélectriques qui ne supporteraient pas les rentrées d'air inévitables sur un bâti de pompage.

CONCLUSIONS.

Première partie.

Dans la première partie de ce travail nous avons étudié les multiplicateurs statiques à déflection magnétique dans le but de déterminer les conditions les plus favorables à leur emploi aux mesures de flux très faibles. Pour conduire nos recherches nous avons été amenés à développer une théorie aussi représentative que possible. Nous avons montré :

1° que la théorie élémentaire que l'on donne habituellement est en général suffisante, sauf dans certains cas;

2° que l'emploi correct d'un multiplicateur oblige à un choix et à un groupement judicieux des différents éléments qui constituent l'installation;

3° que la fixité du multiplicateur par rapport au champ magnétique et par rapport au flux lumineux doit être parfaite;

4° qu'il faut assurer la constance du champ magnétique et de la tension d'alimentation avec un haut degré de précision;

5° qu'en dehors du maximum de courant de sortie il existe un autre maximum notable dont nous avons étudié l'origine;

6° que la méthode habituelle de mesure de l'amplification est sujette à caution et nous en avons proposé une meilleure;

7° que l'emploi d'une enveloppe en quartz permettait d'étendre la sensibilité du côté des petites longueurs d'ondes jusqu'à 2 300 Å mais que l'avantage était faible étant donné les difficultés techniques à surmonter. Nous avons donné à cette occasion la courbe de réponse à flux énergétique constant;

8° qu'il est possible de faire des multiplicateurs ayant des réponses dans d'autres régions spectrales;

9° que les multiplicateurs à déflection magnétique sont particulièrement favorables du point de vue courant d'obscurité et permettant dans des conditions aisées d'emploi, par refroidissement, d'atteindre des flux de l'ordre de 10^{-11} lm.

Deuxième partie.

Dans la deuxième partie nous avons étudié un multiplicateur dynamique de forme simple dans le but de voir si l'on pouvait l'utiliser à des mesures de flux encore plus faible qu'avec le multiplicateur précédent.

Nous avons, au cours de cette deuxième partie, donné :

1° une méthode pratique de formation des couches complexes au Cs;

2° la description d'un générateur H. F. adapté à nos mesures et la description des modes de couplages;

3° les courbes de réponse à la tension H. F. et à la fréquence par des cellules différant par la couche sensible;

4° l'influence de la nature du circuit associé à la cellule;

5° l'influence d'une tension continue supplémentaire;

6° l'action d'un refroidissement jusqu'à —100° C;

7° le résultat d'une modulation de la tension appliquée;

8° une théorie en bon accord avec les résultats expérimentaux et qui explique l'existence d'un régime permanent;

9° une vue des applications possibles et de la voie où devrait s'engager un prochain développement.

Qu'il me soit permis de remercier la Compagnie Générale de T. S. F. en la personne de son directeur général M. Ponte qui, en m'autorisant à présenter ce travail comme thèse de doctorat, m'a fait comprendre les liens étroits de parenté qui existent entre les laboratoires de recherches d'une grande Compagnie industrielle et ceux de la Faculté des Sciences.

Que M. Warnecke, directeur du département « électronique » veuille bien accepter également mes remerciements pour m'avoir reçu dans son laboratoire et guidé dans mes recherches.

Enfin que M. Grivet, professeur à la Sorbonne croie à ma gratitude pour avoir accepté le patronage de cette étude.

BIBLIOGRAPHIE.

[17] Myers, *Electron Optics*, Londres, 1939.

[18] Hernneberg, Orhuber et Stendel, *Z. Physik*, n° 11, 1936, p. 45.

[19] Takeo Saki et Takesi Kiyono, *L'effet synchronisant d'un multiplicateur électronique oscillateur* (Laboratoire électronique, Ministère des Communications, Tokio, 1938).

[20] H. Geest, *Uber Laufzeiterscheinungen an Photozellen* (*Hochfrequenz technik und Elektrakustik*, vol. 57, n° 3, 1941, p. 75-83).

[21] Prescott et Kelly, *Bell Telegraph Syst. J.*, juillet 1932, p. 334-367).

[22] G. Déjardin, *Procédés modernes de fabrication des cellules photoélectriques* (*Rev. Gén. Electr.*, t. 33, 1933, n° 1, p. 3-13 et n° 2, p. 36-53 p. 36.

[23] L. S. Nergaard, *A survey of ultra-high-frequency measurements* (*R. C. A. Rev.*, vol. 3, n° 2, 1938, p. 156-195).

[24] D. Charles, *Comportement expérimental d'une cellule photoélectrique soumise à une différence de potentiel alternative de très haute fréquence*. (*C. R. Acad. Sc.*, t. 221, 1945, p. 495).

[25] D. Charles, *Théorie du comportement d'une cellule photoélectrique soumise à une différence de potentiel alternative ce très haute fréquence* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 222, 1946, p. 65-67).

[26] Hadamard, *Cours d'Analyse*, t. 2, p. 305 et suiv. Gauthier-Villars, Paris.

[27] Kryloff, *Mémorial de l'Artillerie française*, 1927.

[28] R. Warnecke, *Lois principales de l'émission d'électrons secondaires par la surface des métaux* (*Onde électrique*, vol. 16, n° 189, p. 509-540).

[29] *J. Tech. Phys.*, vol. 8, 1938, p. 1014-1022.

[30] P. Grivet, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1941, p. 61.

[31] R. Warnecke, *Sur quelques conceptions nouvelles dans les domaines de la Physique et de la Technique des tubes émetteurs pour les fréquences très élevées* (*Annales de la radiodiffusion*, 4° année, n° 1, 1944, p. 21-57).

[32] Riemann, *Thermionic emission*, Londres, 1934.

[33] F. M. Penning, *Ein neues manometer fur niedrige gasdrucke irsbesonden Zwischen* 10^{-3} *und* 10^{-5} mm(*Physica*, vol. 4, n° 2, 1937, p. 71-75).

[34] Zworkin, Ruedy et Pike, *Silver-magnesium alloy as a secondary electron emitting material* (*J. Appl. Phys.*, vol. 12, n° 9, 1941, p. 696-698).

[35] R. Warnecke, Brevet S. F. R. n° 824.365 du 23 octobre 1946, U. S. Patent n° 2.189.971.

UN NOUVEL ÉMETTEUR DE RADIODIFFUSION DE 150 kW A ONDES MOYENNES

Par H. CAMPET,

Chef de Service technique à la Société Française Radioélectrique.

et S. ODARTCHENKO,

Chef de Service adjoint à la Société Française Radioélectrique.

Sommaire. — *Un nouveau type d'émetteur de Radiodiffusion construit par la Société Française Radioélectrique et dont le premier exemplaire a été installé pour le compte de la Compagnie Luxembourgeoise de Radiodiffusion est décrit dans le présent article. Les auteurs après avoir présenté sommairement l'installation donnent des détails sur les particularités de l'émetteur : dispositif de contre-réaction d'enveloppe, redresseur à haute tension, lampes de puissance et leur protection, aériens directifs.*

Un tableau de performances est donné « in fine ». (C. D. U. 621.396.61.)

Summary. — *A new type of broadcast transmitter has been designed by the Société Française Radioélectrique the first of the series has been installed for the Compagnie Luxembourgeoise de Radiodiffusion. After a brief description of the station, technical details are given on the main features of the transmitter : envelope negative feedback system, high-tension rectifier, high-power tubes and their protection; directional aerials.*

A performance specification table concludes the article. (C. D. U. 621.396.61.)

Généralités.

Le nouveau type d'émetteur S. F. R. dont le premier exemplaire a été mis en service le 15 janvier 1951 à Junglinster dans le Grand-Duché du Luxembourg a une puissance porteuse de 150 kW et couvre la gamme 525-1605 kc/s des ondes moyennes de Radiodiffusion. Il a été conçu en vue d'obtenir un matériel de haute qualité, robuste, peu encombrant, d'une exploitation aisée et économique.

Tout le matériel est installé dans une salle de plain-pied à l'exception d'une partie de l'appareillage de réfrigération des lampes.

Cette disposition très ramassée et claire a été rendue possible par la simplification de l'appareillage d'alimentation, l'agencement rationnel des meubles d'émission, l'utilisation d'un redresseur à haute tension d'un type nouveau à dimensions réduites et enfin l'aménagement du câblage général sur les toits des meubles. La centralisation des commandes et des signalisations sur un petit tableau du pupitre et la parfaite accessibilité de tous les organes placés dans les meubles contribuent également à rendre plus aisée la tâche de surveillance et d'entretien du matériel.

La façade est nette et ne porte aucun appareillage à l'exception de quelques appareils de mesure essentiels qui se trouvent distribués le long du bandeau supérieur (*fig.* 1). Tous les organes de réglage, les commutateurs et les appareils de contrôle de débit d'eau se trouvent dissimulés dans des alvéoles ménagés dans la façade et fermés par des portes invisibles.

De larges hublots permettent de voir les lampes d'émission et les appareils de mesure placés sur la face avant des meubles mais disposés derrière la façade (*fig.* 2).

Ces meubles comprennent les étages de commande, les amplificateurs de modulation, les étages amplifi-

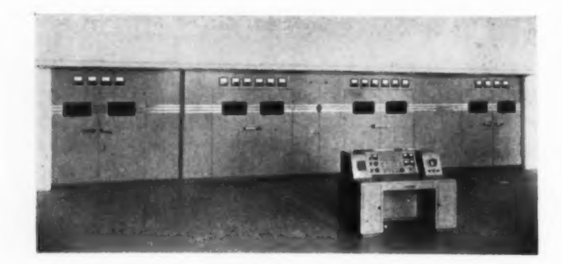


Fig. 1. — Vue avant de l'ensemble de l'émetteur (portes fermées).

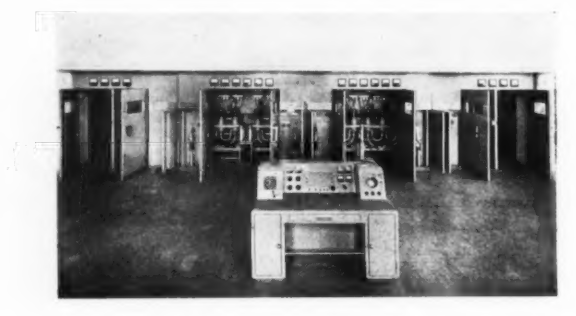


Fig. 2. — Vue avant de l'ensemble de l'émetteur (portes ouvertes).

cateurs intermédiaires à haute fréquence et l'étage de puissance modulé en contrôle d'anode. A l'arrière de ces meubles se trouvent les redresseurs à haute

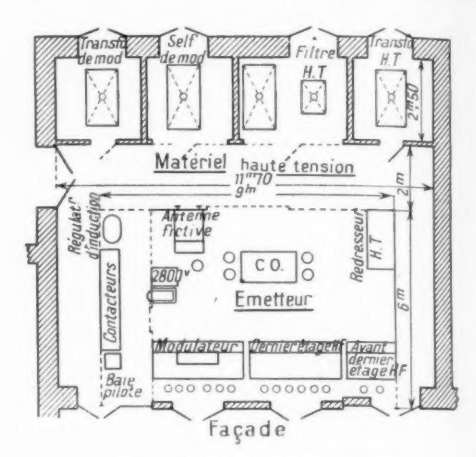


Fig. 3. — Schéma d'implantation.

et moyenne tension, l'armoire des contacteurs, les circuits oscillants de sortie et l'antenne fictive. Le matériel lourd comprenant les transformateurs et selfs d'alimentation, de filtrage et de modulation,

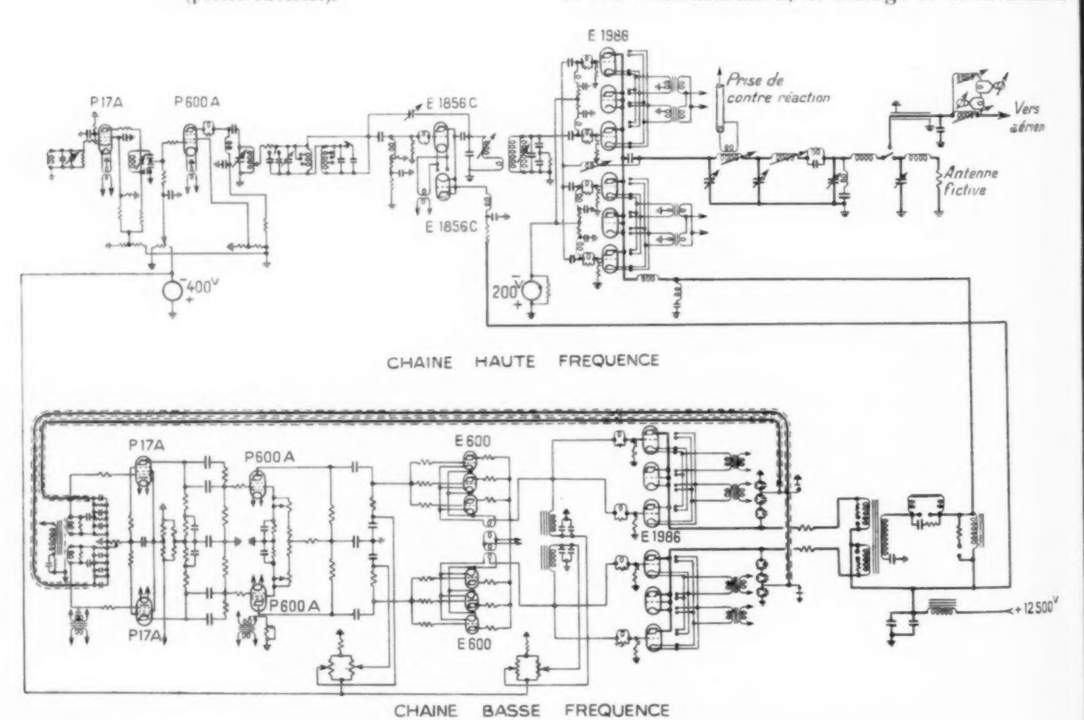


Fig. 4. — Schéma de l'émetteur.

est placé dans des cellules desservies par un quai de déchargement (*fig.* 3).

Un pupitre placé devant la façade centralise tout l'appareillage de mise en route et de contrôle de l'émetteur.

Le système rayonnant est constitué par un réseau de trois éléments verticaux favorisant la réception dans les pays situés au Nord-Ouest du lieu d'émission. Un feeder à six conducteurs relie l'émetteur (*fig.* 4) aux circuits d'adaptation situés à la base des aériens.

Amplificateurs à haute fréquence.

Les étages de commande à haute fréquence sont situés dans un meuble qui contient également les préamplificateurs à basse fréquence (*fig.* 5). L'oscillateur est stabilisé par un quartz dont la température est maintenue constante avec un thermostat. Sa fréquence exacte est réglée par un condensateur variable placé aux bornes du quartz.

Il est suivi d'un séparateur et de multiplicateurs de fréquence équipés avec des pentodes miniatrons type PMO 7.

Tous les circuits des étages de commande sont placés dans des tiroirs qui peuvent être retirés de leur position normale tout en laissant les circuits alimentés; les connexions entre le tiroir et le châssis sont souples grâce à un enrobage dans une bande en caoutchouc qui suit le mouvement du tiroir.

Un amplificateur P 17 A fournit une puissance de quelques watts à l'entrée du feeder de liaison aux étages intermédiaires.

Les étages intermédiaires, au nombre de trois, sont situés dans un même meuble. L'amplificateur P 17 A et l'amplificateur P 600 sont alimentés à partir d'un redresseur à 2 800 V. Ces étages à pentodes ont des circuits très simples, sans neutrodynage et accordés par des condensateurs variables.

L'amplificateur suivant est équipé d'une triode E 1856 refroidie par circulation d'eau et alimenté par le redresseur principal sous la tension de 12 000 V. Le meuble contient une lampe de réserve. La self de grille à deux enroulements est reliée au condensateur neutrodyne. Le circuit oscillant de plaque est constitué par des condensateurs sous vide et des selfs montées sur supports en stéatite. L'accord est réalisé par variation continue de l'inductance à l'aide d'une spire en court-circuit couplée au bobinage principal. Cet amplificateur fournit une puissance de 8 kW environ.

L'étage de puissance (*fig.* 6) est équipé de quatre lampes E 1986 connectées en parallèle. En outre, deux lampes de réserve sont installées. Les tubes isolants en porcelaine destinés à amener l'eau de réfrigération sur les lampes sont constitués par des

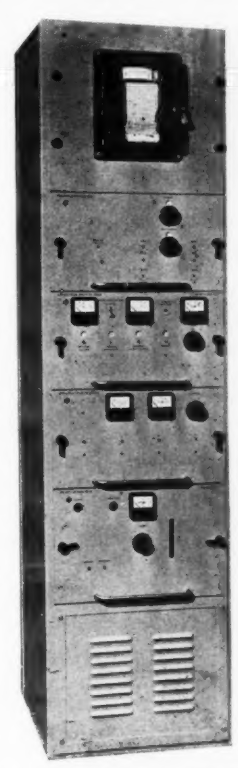


Fig. 5. — La baie des petits étages.

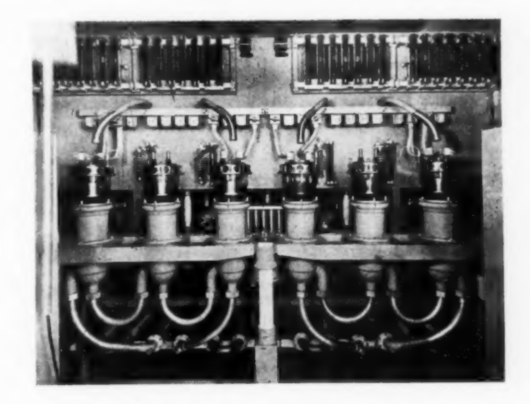


Fig. 6. — Dernier étage haute fréquence (vue avant).

éléments rectilignes assemblés en grecque horizontalement dans un soubassement du meuble. Cette disposition appliquée à tous les meubles contenant

les lampes à circulation d'eau se traduit par une réduction d'encombrement total de l'ensemble et par une simplification d'installation, puisque les canalisations qui aboutissent aux meubles sont au potentiel de la terre.

Le couplage entre l'étage d'excitation et l'étage final est réalisé par un circuit inverseur d'impédance destiné à améliorer la qualité de la modulation en provoquant une automodulation de l'excitation de grille. Le circuit de grille est accordé par variation de self.

Toutes les commandes sont ramenées sur la face avant du meuble, mais ne sont pas apparentes car

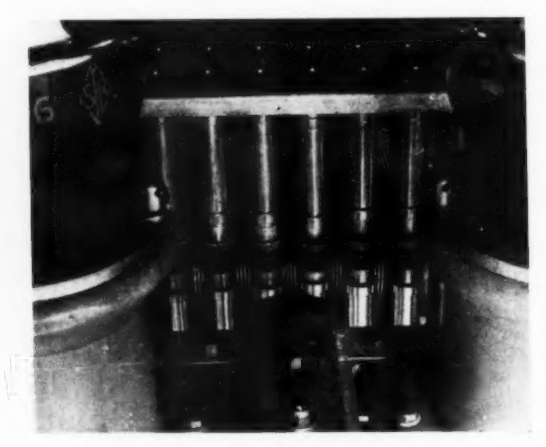


Fig. 7. — Condensateurs L.C.C. équipant le dernier étage à haute fréquence.

elles sont placées dans des alvéoles ménagés dans la façade.

Le neutrodynage de l'étage de puissance est effectué par une self variable qui accorde la capacité grille-plaque.

La polarisation est obtenue par une résistance de grille. Cependant, une tension fixe permanente est appliquée à la grille pour éviter une dissipation exagérée au cas où la lampe serait mise en régime statique (absence d'excitation).

On utilise dans cet étage des groupements de condensateurs à diélectrique en céramique constituant la capacité de blocage. Ces condensateurs, fabriqués par L. C. C., sont peu encombrants, économiques et présentent un grand coefficient de sécurité (*fig.* 7).

Le circuit oscillant extérieur au meuble est constitué par une cellule en π comportant un variomètre dont la commande mécanique est ramenée sur la face avant et par des condensateurs dans l'azote comprimé à 15 kg/cm² dont les valeurs de capacité peuvent être ajustées.

A la sortie du circuit oscillant, se trouve un filtre d'harmoniques à haute fréquence constitué par une cellule en T et complété par un circuit bouchon, série, accordé sur le double de la fréquence d'émission.

Afin d'éviter l'intermodulation pouvant provenir de l'émetteur fonctionnant dans le même bâtiment, à la fréquence de 232 kc/s, un shunt composé d'un circuit résonnant accordé sur la fréquence d'émission de l'émetteur à ondes longues est disposé aux bornes du circuit d'adaptation au feeder.

Les circuits sont établis pour attaquer, soit le feeder de 200 Ω d'alimentation du système rayonnant, soit l'antenne fictive. Cette dernière est constituée par des résistances en fil RNC 3 contenues dans trois tubes en verre Pyrex et refroidies par une circulation d'eau. Elle est précédée d'une cellule d'adaptation de manière à présenter une impédance d'entrée identique à celle du feeder d'alimentation des antennes.

Amplificateurs à basse fréquence.

Les préamplificateurs, construits dans des tiroirs identiques à ceux des étages de commande à haute fréquence, sont prévus pour fonctionner avec un niveau d'entrée de 0,775 V pour moduler l'émetteur au taux de 100 %.

La grille du premier amplificateur est attaquée par l'intermédiaire d'un transformateur d'entrée à travers un atténuateur et un dispositif de correction de la courbe amplitude fréquence. Cet amplificateur à résistance équipé d'une PMO 7 est suivi d'un second étage du même type.

La tension de sortie mélangée à une tension résultant de la détection de la haute fréquence modulée est réinjectée à l'entrée de l'amplificateur pour réaliser une contre-réaction d'enveloppe.

Elle est ensuite appliquée à un écrêteur double équipé de deux valves 6 X 4 avant d'attaquer le dernier étage comportant un tube 6 J 6 monté en cathodyne.

Le meuble de modulation comprend à l'arrière (*fig.* 8) les étages amplificateurs intermédiaires montés sur un panneau vertical et à l'avant le modulateur équipé de lampes à refroidissement par eau.

La chaîne d'amplification débute par un étage P 17 A avec deux lampes push-pull attaquées par un transformateur simple symétrique. Les deux lampes ont un montage à résistances avec des correcteurs permettant de réaliser un taux de contre-réaction élevé dans toute la chaîne des amplificateurs

à basse fréquence. L'amplificateur suivant est monté à résistances avec deux lampes P 600 A en push-pull classe A.

L'avant-dernier étage à basse fréquence est équipé de six triodes E 600 A, en push-pull parallèle, classe B, et montées en cathodyne. Ce montage est très avantageux pour commander un modulateur dont le courant-grille est notable. Il consiste à relier directement les cathodes des E 600 aux grilles

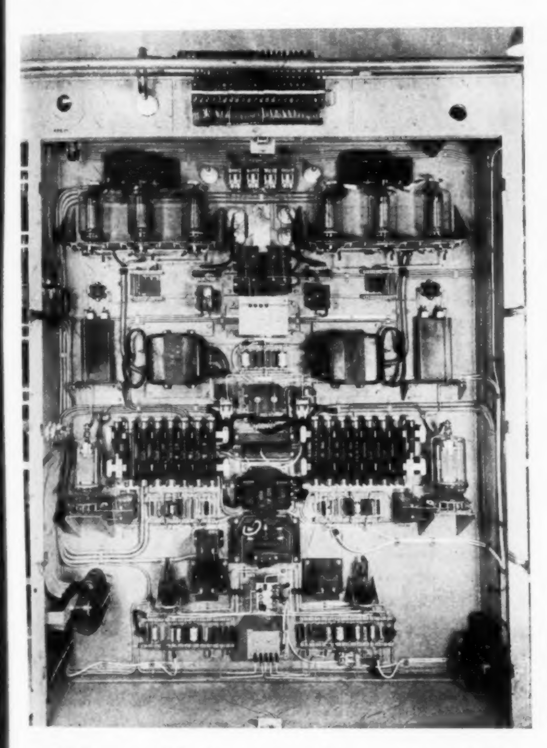


Fig. 8. — Amplificateurs basse fréquence (vue arrière).

des triodes du modulateur sans l'intermédiaire d'aucun transformateur. Toute la puissance des lampes peut être ainsi utilisée pour l'excitation des lampes modulatrices sans distorsion appréciable d'amplitude ni de phase, cette dernière condition étant primordiale pour l'obtention d'une contre-réaction très efficace. Une self de blocage de très petites dimensions est insérée entre les cathodes des E 600 et la source de polarisation des lampes modulatrices.

L'amplificateur de modulation est équipé de quatre triodes type E 1986 en push-pull parallèle fonctionnant en classe B à la tension de 12 500 V. Deux triodes sont installées à titre de réserve.

Un dispositif de contre-réaction est utilisé entre les plaques des lampes modulatrices et l'entrée de l'amplificateur P 17 A. Le taux de contre-réaction obtenu avec sécurité dans cette chaîne est de 20 db, de sorte que la distorsion et le bruit de fond à la sortie des amplificateurs de modulation sont réduits à des valeurs très faibles.

L'amplificateur de modulation est relié par des barres en cuivre au transformateur de modulation qui se trouve dans une cellule à l'arrière de l'émetteur. Ce transformateur et la self de blocage de modulation sont contenus dans des cuves à huile montées sur galets de roulement. A proximité du transformateur de modulation se trouve placée une cellule de filtrage à basse fréquence du type passe-bas. Cette cellule est destinée à transmettre les fréquences utiles de modulation à l'amplificateur à haute fréquence terminal, tout en affaiblissant les fréquences supérieures à 15 000 périodes. Ce dispositif présente plusieurs avantages. Il supprime les fréquences très élevées qui peuvent constituer un brouillage pour les stations voisines et il régularise l'impédance de l'ensemble de modulation en intégrant dans la cellule de filtre les capacités d'entrée de l'étage de puissance à haute fréquence.

Circuits de contre-réaction.

Nous avons décrit ci-dessus le premier circuit de contre-réaction appliqué à l'ensemble de la chaîne d'amplificateurs à basse fréquence. Il en résulte que la distorsion harmonique à la sortie du modulateur est très faible, en général inférieure à 1 %, et le bruit de fond voisin de — 70 db au-dessous de la modulation au taux de 100 %.

La modulation de l'étage de puissance n'apporte pas une distorsion supplémentaire notable. A la sortie de l'émetteur, le coefficient de distorsion harmonique varie entre 0,5 et 2 %, suivant les fréquences et les taux de modulation. Cependant, le bruit de fond dû au chauffage des lampes de puissance en courant alternatif et à l'ondulation résiduelle de la tension du redresseur principal serait trop élevé si l'on ne prenait pas de précaution spéciale pour le réduire.

C'est le but du dispositif de contre-réaction d'enveloppe qui englobe tout l'émetteur.

Le schéma classique comportant une seule voie de contre-réaction n'est pas utilement applicable à un amplificateur comprenant de nombreux étages et des transformateurs tels qu'ils se trouvent réunis dans un émetteur de Radiodiffusion modulé par contrôle d'anode. Il est indispensable de réaliser

une contre-réaction à deux voies dont, l'une est la contre-réaction globale, et l'autre est une réaction locale. Dans le dispositif utilisé ici, les deux tensions sont réinjectées en parallèle à l'entrée des préamplificateurs à basse fréquence.

Le schéma de principe est représenté sur la figure 9. Le bloc m représente un préamplificateur à basse fréquence ayant une distorsion et un bruit de fond absolument négligeables. Le bloc μ comprend les amplificateurs de modulation, l'étage de puissance modulé et un détecteur de contre-réaction. m et μ désignent les gains de ces amplificateurs.

On combine les deux réactions en prenant une fraction b de la tension de sortie de l'amplificateur m,

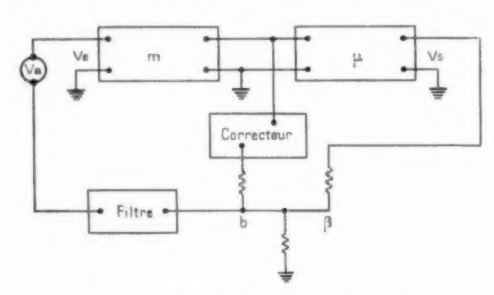


Fig. 9. — Schéma de contre-réaction.

et une fraction β de la tension de sortie de l'amplificateur μ.

Soient :

V_a la tension d'attaque de l'ensemble avec la contre-réaction;

V_e la tension effective à l'entrée du préamplificateur;

V_s la tension de sortie;

V_p la tension parasite crée dans le bloc μ et ramenée à la sortie en l'absence de contre-réaction d'enveloppe.

Les équations du système sont

$$V_s = m\mu V_e + V_p,$$
$$V_e = V_a + mb V_e + \beta m\mu V_e + \beta V_p.$$

On en déduit

$$V_s = V_a \frac{m\mu}{1 - m(b + \mu\beta)} + V_p \frac{1 - mb}{1 - m(b + \mu\beta)}.$$

Il est commode de réaliser $mb = - m\mu\beta$, c'est-à-dire d'annuler par la tension de réaction la composante fondamentale de la tension de contre-réaction. D'où

$$V_s = V_a m\mu + V_p(1 - mb),$$

ce qui met en évidence les deux propriétés du dispositif :

— le gain de l'ensemble est le même que si la contre-réaction combinée n'existait pas;

— les parasites sont multipliés par

$$1 - mb = 1 + m\mu\beta.$$

Il est théoriquement possible d'annuler la distorsion ou le bruit de fond en réalisant $m\mu\beta = -1$, c'est-à-dire en réinjectant une tension de contre-réaction et une tension de réaction égales, en valeur absolue, à la tension normale d'attaque du préamplificateur.

Dans la pratique, le bruit de fond à éliminer s'étend de 50 à 600 c/s : il faut donc que la contre-réaction d'enveloppe soit efficace dans les basses fréquences du spectre de modulation. Dans cette gamme, la condition $mb = - m\mu\beta$ n'est pas réalisée automatiquement; il faut introduire dans la voie b un correcteur d'amplitude et de phase qui donne aux deux voies la même courbe amplitude-fréquence.

Ceci présente un gros avantage, car des rotations de phases supplémentaires introduites dans la voie b produisent finalement une réaction négative aux très basses fréquences. Les conditions de stabilité définies par le critère de Nyquist sont grandement améliorées.

A l'autre extrémité du spectre de modulation, le même dispositif pourrait être employé, mais il est inutile que la contre-réaction soit effective à partir des fréquences moyennes. Aussi a-t-on interposé un filtre à résistance-capacité sur la partie commune aux deux voies pour supprimer toute réinjection au delà de 1500 c/s. Ce moyen est radical pour éviter l'auto-oscillation aux fréquences élevées extérieures à la bande utile. L'utilisation de ce filtre passe-bas est possible grâce au schéma particulier que nous utilisons et dans lequel la contre-réaction combinée ne modifie pas le gain des amplificateurs auxquels elle est appliquée.

Lampes de grande puissance.

Les triodes E 1986 récemment développées à la S. F. R. ont des caractéristiques qui ont permis leur utilisation dans l'étage final haute fréquence, (*fig.* 10) et dans le dernier étage du modulateur. En dehors de l'avantage de diminuer l'importance du stock des lampes de réserve, cette pratique favorise l'utilisation complète des lampes de puissance, car des tubes devenus inutilisables sur le

dernier étage à haute fréquence peuvent encore assurer un service correct sur l'étage modulateur.

L'adoption du courant alternatif monophasé pour le chauffage simplifie la construction du tube et améliore la tenue mécanique du filament. L'utilisation du tungstène thorié à la place du tungstène pur a permis de réaliser une économie de 60 % sur la puissance de chauffage, ainsi qu'une réduction du bruit de ronflement.

Le régime électronique de ce filament a été fixé à une valeur éloignée du régime maximum de manière à assurer aux tubes une longue durée de vie [1].

Les dimensions du filament et la basse température de son fonctionnement lui confèrent une

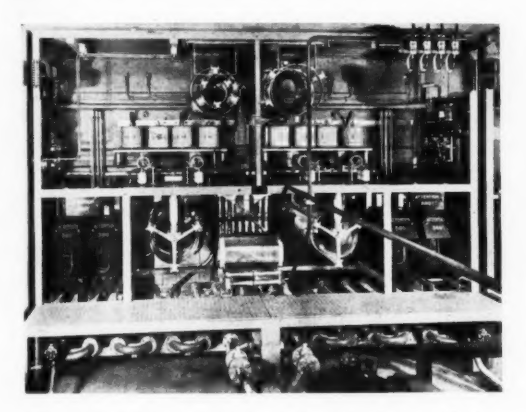


Fig. 10. — Dernier étage haute fréquence (vue arrière).

rigidité mécanique suffisante pour permettre de réduire sérieusement l'intervalle grille-filament. Ces conditions ont abouti à la réalisation d'un tube de grande pente à faible puissance de commande et à grand rendement anodique.

Le pied de la lampe est entièrement métallique et a la forme d'une cuvette repliée à l'intérieur, ce qui permet de réduire la longueur des connexions de filament et de grille. Chaque tube peut donner une puissance de 45 kW en régime d'onde porteuse à la tension anodique de 12 500 V.

Appareillage auxiliaire des lampes de puissance.

L'utilisation des lampes de grande puissance oblige le constructeur à prendre certaines précautions.

— L'une d'elles est la réduction du ronflement dû au chauffage des filaments par le courant alternatif.

Dans l'étage de puissance à haute fréquence, on profite du fait que les lampes sont en nombre pair pour utiliser un transformateur Scott du type triphasé-diphasé. Deux lampes sont chauffées sur une phase, deux autres sur une phase décalée de 90°.

La composante du bruit de fond la plus importante en chauffage monophasé a une fréquence double de celle du secteur d'alimentation. Le chauffage en diphasé de l'étage terminal à haute fréquence élimine pratiquement cette composante la plus gênante.

Sur l'étage modulateur, le montage Scott est également utilisé en alimentant par les mêmes phases deux lampes situées en opposition au point de vue modulation. L'utilisation de ces transformateurs a, en outre, pour avantage, de charger également les trois phases du secteur.

Les tensions de chauffage sont stabilisées à 1,5 % pour des variations du secteur de 10 % grâce à un régulateur d'induction à servomoteur commandé par une balance voltmétrique.

— Une autre précaution importante à prendre est la protection du matériel contre les surintensités survenant dans les lampes. Ces surintensités peuvent provenir, soit d'une décharge entre cathode et plaque de la lampe, soit d'une surcharge dans les circuits extérieurs.

Pour cette protection, on utilise des relais à maxima d'intensité placés dans le circuit anodique des lampes et agissant sur le dispositif de blocage par grilles du redresseur à haute tension. On sait que dans un thyratron la grille ne peut bloquer le courant qu'à la faveur d'un passage par zéro de la tension anodique et, de ce fait, le temps de ce blocage peut atteindre 2/3 de période, soit 13 ms. La présence de selfs de l'ensemble de modulation dans le circuit des lampes limite considérablement l'amplitude des pointes de courant de courte durée, de sorte que le matériel s'en trouve protégé. Mais sans être nuisibles au matériel, ces impulsions de courte durée peuvent occasionner des troubles dans l'émission car, en provoquant le fonctionnement du dispositif de blocage, elles entraînent des interruptions d'émission. Pour éviter ce fonctionnement intempestif, on interpose, entre les relais et le redresseur, une constante de temps de l'ordre de 2 ms, valeur suffisamment petite pour être négligeable devant 13 ms

[1] Les huit tubes de l'émetteur de Luxembourg mis en service en janvier 1951 assurent toujours l'exploitation à raison de 18 h par jour.

et suffisamment grande pour neutraliser l'action des impulsions de courte durée.

Les relais placés sur le primaire du redresseur agiront, par contre, aussi vite que la technique actuelle de ce matériel le permet (1 à 2 ms) et transmettent sans délai l'ordre de blocage des grilles au redresseur. Ces dispositions permettent, on le voit, d'éliminer tout fonctionnement intempestif du système de protection ayant pour effet de provoquer des courtes, mais fréquentes interruptions de programme.

Dispositions destinées à faciliter l'exploitation.

Toutes les sources fournissant les tensions d'alimentation sont statiques : transformateurs pour



Fig. 11. — Châssis des contacteurs (vue partielle).

le chauffage des filaments, en courant monophasé; redresseurs secs au sélénium pour les polarisations et redresseurs à vapeur de mercure pour les tensions anodiques.

Ces diverses sources sont mises en œuvre à distance par des contacteurs dûment verrouillés entre eux et commandés à partir du bureau-pupitre.

Tous les relais et contacteurs de démarrage sont placés à l'intérieur d'un meuble dans lequel toutes les tensions sont de première catégorie afin d'être accessible au personnel pendant le fonctionnement de l'émetteur, sans risque de danger (*fig.* 11).

Par ailleurs, toutes les précautions sont prises pour assurer la sécurité du personnel; grâce à un système de verrouillage très simple, l'accès aux organes soumis normalement à des hautes tensions n'est possible que si les tensions triphasées d'alimentation des redresseurs à haute et moyenne tension sont coupées et les condensateurs de filtrage mis à la terre.

En raison de la simplicité de l'émetteur, de la robustesse du matériel en général et des lampes en particulier, les dispositifs assurant la sécurité du matériel ont pu être réduits à quelques éléments essentiels, eux-mêmes très simples et d'un fonctionnement sûr.

Les opérations d'entretien et de dépannage sont facilitées par la bonne accessibilité de l'ensemble.

Dans tous les meubles contenant les lampes refroidies par ciculation d'eau, sont installées des lampes de réserve qui peuvent être commutées dans un temps minimum par simple déplacement des connexions des filaments et des grilles. Les connexions de plaque sont toujours branchées. On est assuré de ne pas commettre de fausse manœuvre grâce aux profils particuliers des cosses et des plaques de serrage des connexions.

Le redresseur de 2 800 V est équipé de trois valves à cathodes chaudes type VH 7400 en service et d'une quatrième valve, préchauffée à tension réduite, qui peut être substituée très rapidement à une valve défaillante.

Le redresseur principal est équipé de six tubes type AR 61 à cathode liquide. Un septième tube muni de tous les organes auxiliaires est installé avec un dispositif de commutation automatique commandé depuis le bureau-pupitre. Un système de signalisation placé sur le pupitre permet de contrôler le fonctionnement correct des six thyratrons. En cas de défaillance de l'un d'eux, l'opérateur peut commander à distance le remplacement du tube en un temps si bref que l'interruption de l'émission n'excède pas 2 s.

Redresseur haute tension.

L'expérience montre que les incidents les plus fréquents dans une station de Radiodiffusion sont les défauts qui surviennent dans les circuits à haute tension. Aussi un constructeur soucieux de procurer

à l'exploitation de l'émetteur le maximum de sécurité est-il conduit à apporter une attention toute particulière à l'étude et à la réalisation du redresseur à haute tension et de son appareillage connexe. C'est dans ce but que la S. F. R. a réalisé un redresseur basé sur un principe nouveau et particulièrement apte à assurer un service sans défaillance.

Son étude a été conduite simultanément par les techniciens qualifiés dans le domaine des redresseurs à haute tension et par les spécialistes des postes émetteurs à grande puissance. Elle a abouti à la réalisation d'un appareil simple, robuste, d'un fonctionnement sûr et d'un encombrement réduit.

Le redresseur, construit par la S. F. R. (*fig.* 12) sous licence E. E. C[ie], utilise des tubes à vapeur de mercure d'un type nouveau à cathode liquide et à une seule anode. Ces tubes permettent la réalisation d'un redressement en pont à six valves, dit « montage Graëtz ». Il a donc été possible d'allier la robustesse bien connue des redresseurs à cathode liquide aux avantages du montage Graëtz, sans faire appel aux valves à cathodes chaudes qui, lorsqu'il s'agit surtout des tubes de grande puissance, présentent plusieurs inconvénients graves : inaptitude à supporter les surcharges, même de courte durée, à cause de la destructibilité du filament par le bombardement ionique, grande sensibilité aux variations de la température ambiante, durée excessive de préchauffage et tendance aux retours d'arcs. Ces inconvénients n'existent pas avec le nouveau tube utilisé grâce, en grande partie, à l'absence de filament cathodique.

Le tube est une valve tétrode de faible encombrement (diamètre, 90 mm; longueur, 400 mm). La sortie de la cathode sert à la fixation inférieure du tube sur son support. La sortie de l'anode se trouve à l'opposé, à la partie supérieure. Les autres sorties d'électrodes se trouvent distribuées le long des génératrices du tube : l'électrode commune d'amorçage et d'entretien, la grille de commande et la grille écran. (L'entretien se faisant en courant continu, on a pu simplifier le circuit d'amorçage et d'entretien qui ne font qu'un.) Une palette mobile autour d'un axe horizontal peut être attirée de l'extérieur par un électro-aimant. En se déplaçant, elle fait sortir un plongeur qui trempe au repos dans du mercure jouant le rôle de cathode. Le courant qui passe dans l'électroaimant se ferme à travers ce plongeur, de sorte que lorsqu'il est hors du mercure le circuit est coupé. Une étincelle jaillit alors et si l'arc d'entretien s'amorce à la suite de cette étincelle, la palette continue à être attirée par l'électroaimant dont le circuit se ferme à travers l'arc d'entretien. Dans le cas contraire, le plongeur retombe et le cycle recommence jusqu'à l'amorçage définitif du tube.

Pratiquement, cet amorçage est instantané et l'on en profite alors pour augmenter progressivement la tension par l'allumage successif des groupes de deux valves.

Au premier palier, deux tubes allumés donnent 1/3 de la pleine tension, au second palier quatre tubes en donnent 2/3 et enfin, au troisième palier les six tubes allumés fournissent la tension normale. Cette montée peut être effectuée, soit manuellement à l'aide d'un commutateur placé sur le pupitre, soit automatiquement. Dans ce cas, la séquence ne dure que 7/8[e] de seconde.

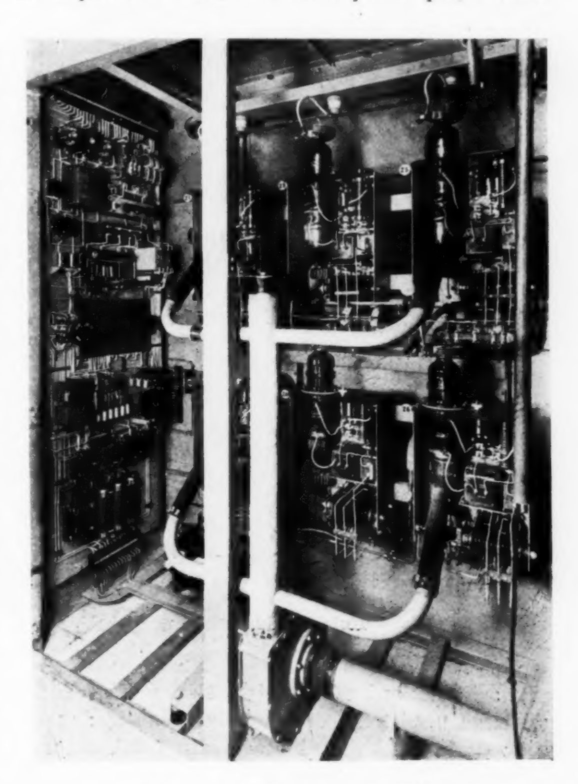


Fig. 12. — Redresseur 12 500 V.

En cas de surcharge, on bloque les grilles, on coupe l'amorçage et l'on rétablit la tension par paliers grâce à la séquence automatique. Ce système ne nécessite pas de source à courant continu de blocage, car on superpose à une autopolarisation par résistance de grille une tension alternative d'excitation qu'il suffit de couper pour provoquer

pendant un temps très court le blocage du courant dans les tubes. Comme le même organe coupe en même temps l'amorçage, le tube une fois éteint ne peut plus se réamorcer.

La quantité des réapplications peut être limitée à un nombre choisi à l'avance et compris entre 1 et 6.

Il est à remarquer que si la réapplication de la haute tension ne dure que 7/8e de seconde, elle n'intervient d'une façon quasi instantanée qu'à la première réapplication de chaque cycle. La deuxième en est séparée de 4 s, de manière à permettre à l'opérateur de se préparer a porter son attention vers le point où il a cru voir ou entendre un amorçage, claquage ou tout autre phénoméne qui sont à l'origine des surcharges ayant provoqué le fonctionnement de la protection.

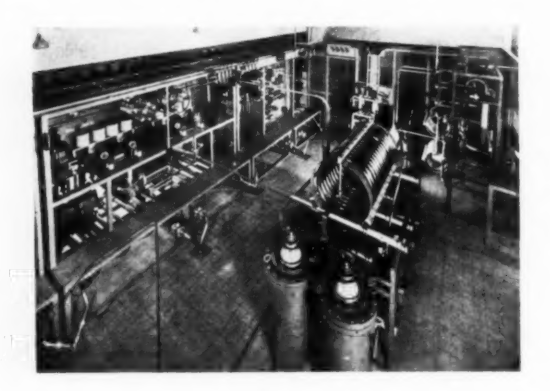


Fig. 13. — Enceinte de l'émetteur (vue arrière).

La suite des opérations automatiques en cas d'une surcharge persistante est donc la suivante : apparition de la surcharge, blocage sans délai, réapplication sans délai, réapparition de la surcharge, blocage sans délai, délai de 4 s, réapplication, etc. et ainsi de suite jusqu'au déclenchement du disjoncteur.

Ces opérations sont exécutées par un commutateur rotatif composé d'un arbre à cames actionnant des microrupteurs qui commandent les relais correspondants.

Le redresseur comporte un système de déphasage fixe de la tension anodique, obtenue à l'aide d'un transformateur spécial dont on modifie le couplage zig-zag secondaire.

Ce déphasage suffisamment faible pour ne pas introduire d'ondulation prohibitive, provoque une baisse de tension de 15 % et peut être obtenu à partir du pupitre par la manœuvre d'une clé. Cette possibilité est prévue pour permettre la marche à tension réduite lorsqu'un incident quelconque dans l'émetteur, survenu au cours de l'émission, nécessite l'application de cette mesure afin que le programme puisse être terminé sans interruption.

Le redresseur se présente sous forme d'une armoire métallique fermée par des larges portes munies de hublots et donnant accès au matériel. L'appareillage à haute tension est disposé sur un plan vertical parallèle à celui des portes. Le matériel à basse tension (relais, servomoteur, dispositif de protection, etc.) est groupé sur un panneau unique disposé en bout de meuble.

Tout le matériel est parfaitement accessible (*fig.* 13) et est placé aux endroits exigés par le schéma électrique, de sorte que le parcours des connexions est réduit au minimum. L'appareillage de la commutation et la septième valve de réserve font partie d'un châssis séparé accolé au dos de l'armoire.

L'encombrement réduit de ce redresseur : 1,800 m × 0,600 m × hauteur, 2,100 m, la simplicité de l'appareillage, la robustesse des tubes redresseurs et la souplesse des manœuvres sont les caractéristiques essentielles de ce matériel.

Pupitre.

Un pupitre métallique en forme de bureau permet à l'opérateur assis devant lui de contrôler et de superviser complètement l'émetteur.

La qualité de l'émission est contrôlée sur un haut-parleur et sur un oscillographe. Pour effectuer ce contrôle, on amène dans le pupitre la haute fréquence modulée, et la basse fréquence appliquée à l'entrée de l'émetteur et l'on dispose d'un correcteur de phase, d'un amplificateur d'oscillographe et d'un démodulateur. Enfin, deux Vu-mètres avec atténuateurs permettent un contrôle relatif des niveaux basse fréquence d'entrée et de sortie.

La puissance de l'émetteur est contrôlée par un appareil indiquant le courant d'antenne et deux autres appareils permettent la lecture de la tension et de l'intensité débitée par la source haute tension alimentant les étages de puissance.

Toutes les commandes et les signalisations sont groupées sur un petit tableau de 30 × 40 cm disposé au centre du pupitre devant l'opérateur qui peut, d'un seul coup d'œil, se renseigner sur le fonctionnement de l'émetteur et localiser un dérangement éventuel. Il peut aussi intervenir en cas de besoin en coupant les tensions convenables.

Les signalisations sont du type « obscur » de manière à mettre en évidence un défaut par l'allumage d'une lampe, toutes les autres étant éteintes

Aériens.

Afin d'augmenter le rayonnement dans la direction de Nord-Ouest que l'on voulait favoriser, on utilise un système d'aériens directifs qui se compose de trois éléments verticaux alimentés à la base et ayant chacun une longueur électrique légèrement supérieure à une demi-onde. Le pas du réseau est 1/3 de longueur d'onde, les courants d'attaque étant déphasés de 120° entre deux éléments consécutifs.

Les deux radiateurs d'extrémité sont constitués par des pylônes isolés à la base, le radiateur central est un prisme suspendu à un traversier et terminé par une capacité au sommet afin de lui donner la même longueur électrique que celle des pylônes.

Le gain théorique minimum d'un tel réseau dans la direction privilégiée qui est celle de l'alignement des pylônes est de 4,5 db par rapport au rayonnement d'un pylône unique. Ceci suppose que les aériens sont alimentés de manière à ce que les courants au ventre d'intensité soient déphasés de 120°.

On obtient ces résultats en interposant entre le feeder et les aériens un dispositif de déphasage comprenant une série de cellules suivant le schéma de la figure 14.

Les valeurs indiquées sur ce schéma sont celles trouvées en pratique après réglages du système.

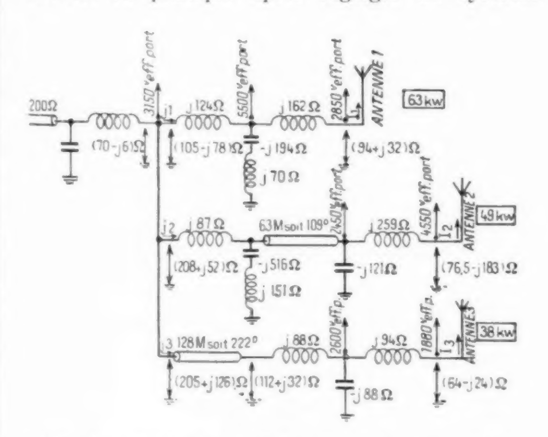


Fig. 14. — Schéma des cellules de couplage aux aériens.
Entrée des cabines : $J_1 = 24$ A; $J_2 = 14{,}6\,e^{-j17}$ A; $J_3 = 13\,e^{-j57}$ A.
Antennes : $I_1 = 28{,}5$ A; $I_2 = 23\,e^{-j113}$ A; $I_3 = 27{,}5\,e^{+j131}$ A.

On remarquera, entre autres, que les angles électriques des feeders sont inférieurs à 120 et 240° et ceci pour des raisons d'implantation. Le complément de déphasages est fourni par les éléments des cellules elles-mêmes.

La répartition des puissances dans les trois pylônes est celle indiquée sur le schéma.

Le diagramme de rayonnement relevé est représenté sur la figure 15.

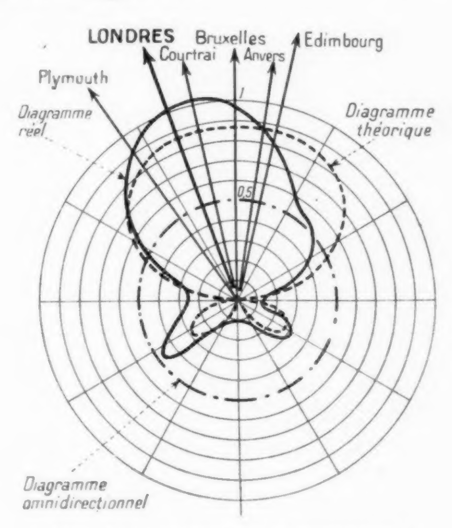


Fig. 15. — Diagramme de rayonnement.

On remarque que le gain réel est voisin de 6 db, valeur supérieure au minimum théorique, ce qui est d'autant plus normal que le diagramme présente une certaine dissymétrie qui accentue son gain dans la direction privilégiée.

Cette dissymétrie provient d'un autre système rayonnant placé au voisinage du système considéré et alimenté par l'émetteur à ondes longues (232 kc/s).

Performances et caractéristiques vérifiées au cours des essais.

Gamme de fréquence : de 525 à 1605 kc/s (fréquence actuelle, 1439 kc/s).

Stabilité : 10^{-6}.

Impédance de sortie : 200 Ω.

Puissance de sortie : 164 kW porteurs.

Rendement : 52 % en porteuse; 48 % au taux de modulation de 80 %.

Impédance d'entrée basse fréquence : 600 Ω.

Niveau d'entrée : 0,775 V dans 600 Ω pour 100 % de modulation à 1000 c/s.

Courbe amplitude-fréquence : droite, à 1 db près, de 100 à 8000 c/s; à 2 db près, de 30 à 10000 c/s.

Distorsion harmonique : moins de 2 % de 30 à 10 000 c/s.

Bruit de fond : — 61 db par rapport au niveau correspondant à un taux de modulation de 100 % à 1 000 c/s.

Chute de porteuse : moins de 5 % entre la marche en régime de porteuse et le fonctionnement en modulation soutenue à un taux de 100 % à 1 000 c/s.

Stabilité de fonctionnement :

— l'émetteur étant en marche, on n'observe aucun amorçage d'oscillations en coupant l'excitation haute fréquence;

— l'application à différentes fréquences (de modulation) de niveaux d'entrée, supérieurs de 6 db au niveau maximum, ne provoque aucun incident dans le fonctionnement de l'émetteur.

Harmoniques haute fréquence : moins de 0,3 mV/m à 5 km.

Alimentation : en basse tension triphasée à 50 c/s.

Puissance absorbée : 315 kW; 114 kVAr (en porteuse).

Facteur de puissance : 0,94.

Nota. — Les essais de puissance et de rendement ont été effectués sur antenne fictive, tous les autres sur antenne réelle.

ÉMETTEURS DE TÉLÉVISION C. S. F.

PAR J. POLONSKY, L. AMSTER et G. MELCHIOR,

Département matériel de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Une description technique des émetteurs de télévision conçus et réalisés à la Compagnie générale de T. S. F. est donnée dans cet article. Avant d'aborder la description détaillée de ces émetteurs, nous avons souligné leurs aspects techniques originaux.*
En particulier, grâce à l'emploi généralisé du principe de la contre-réaction dans les différentes chaines de l'émetteur et sous des formes très diverses, la stabilisation des sources d'alimentation a pu être supprimée.
Le problème du neutrodynage à large bande et la réalisation des antennes fictives à grande puissance et à large bande sont ensuite traités avec plus de détail. Une attention particulière a été portée au problème de mesure des caractéristiques techniques des émetteurs et à leur maintenance. Les appareils de mesure et de contrôle, formant une baie spéciale, sont décrits à la fin de l'article.

SUMMARY. — *This paper gives a technical description of the television transmitters as designed and constructed by the Compagnie générale de T. S. F. we have stressed their original technical aspects. A special emphasis is placed on the main distinguishing features of the equipment. Particularly the generalized use of the principle of negative feedback in the different circuits of the transmitter and under various forms eliminate regulation enabled to disperse with regulating system for the power sypply sources.*
The problem of wide-band neutralisation and the construction of high power, wide-band dummy aerials are then dealt with in greater details. Particular attention has been brought to bear upon the problem of the measurement of the technical characteristics of the transmitters and upon their maintenance The measuring and monitering apparatus housed in a special rack is described briefly at the end of the paper.

INTRODUCTION.

1. Conception générale des émetteurs C. S. F. de télévision.

La réalisation des émetteurs de télévision C. S. F. est le fruit d'études théoriques et expérimentales effectuées à la Compagnie depuis un certain nombre d'années.

Ces émetteurs étant prévus pour fonctionner aussi bien en France qu'à l'étranger, leur conception technique a été, dès le départ, guidée par le souci de répondre à tout standard de télévision.

La puissance maximum est, en général, limitée par les tubes de l'étage terminal. A l'heure actuelle et dans la bande de 41 à 68 Mc/s, on peut fournir une puissance crête allant jusqu'à 100 kW environ. Par contre, dans la bande de 174 à 216 Mc/s, les tubes existants ne permettent pas raisonnablement de dépasser une puissance crête de 20 à 25 kW environ.

Pour pouvoir utiliser la même structure de base



Fig. 1. — Émetteur de télévision (Vision et Son) 5 kW crête.

pour les émetteurs de petite et de grande puissance, nous avons adopté, pour les émetteurs de 500 W et

de 5 kW la modulation par contrôle de grille sur l'étage final. Pour les puissances supérieures à 5 kW, nous employons des étages d'amplification à large bande.

L'extension de la puissance d'un émetteur peut s'effectuer par l'adjonction d'une ou de deux baies aux émetteurs « Vision » et « Son » (*fig.* 1).

Les émetteurs C. S. F. de télévision sont essentiellement caractérisés par les qualités suivantes :

1° Souplesse et universalité;
2° Performances techniques élevées;
3° Grande sécurité d'exploitation.

1° *Souplesse et universalité.* — Chaque émetteur peut fonctionner sur un canal quelconque dans les bandes de 41 à 85 Mc/s et de 174 à 216 Mc/s réservées à la télévision.

Le canal H. F. est réglable entre 4,5 et 10 Mc/s dans la bande de 41 à 85 Mc/s, et entre 4,5 et 14 Mc/s dans la bande de 174 à 216 Mc/s. On peut atténuer soit la bande supérieure, soit la bande inférieure du spectre. Le canal vidéo est de 10 Mc/s.

La modulation vision peut être indifféremment positive ou négative.

La souplesse de ces émetteurs permet leur utilisation sur tout standard de télévision.-Comme on pourra s'en rendre compte par la suite, cette universalité n'a pas été obtenue au détriment, ni de la simplicité, ni du prix du matériel. Elle est due essentiellement au fait que les émetteurs ont bénéficié des progrès techniques les plus récents obtenus dans le domaine de la télévision.

Nous donnerons plus loin la description de quelques-uns de ces dispositifs développés à la Compagnie.

2° *Performances techniques.* — Nous indiquons seulement les principales :

— Bande passante vidéo 10 Mc/s à ± 1 db avec une capacité de modulation égale à 100 % jusqu'à 10 Mc/s;

— Réponse à des signaux rectangulaires :

a. Déclivité des paliers inférieure à 3 % pour des signaux rectangulaires à 50 c/s;

b. Durée d'établissement des fronts raides inférieure à 40 mμs;

c. Amplitude des suroscillations inférieure à 5 %;

— Constance du niveau du noir : ± 1,5 % en fonction de la variation de la teinte moyenne de l'image ou du niveau des signaux de synchronisation;

— L'écart de la courbe amplitude-amplitude de l'émetteur par rapport à une droite ne dépasse pas 5 %; le résidu de l'amplitude H. F. pendant la durée de synchronisation ne dépasse pas 2 % de l'amplitude maximum;

— Taux d'ondes stationnaires à l'entrée du feeder < 1,1 pour tout le canal H. F.;

— Rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ supérieur à 45 db.

Ces performances paraissent à première vue disproportionnées par rapport à celles des récepteurs courants. Cependant, si l'on compare le prix d'un émetteur à celui de l'ensemble de récepteurs qu'il dessert, on constate sans peine que la distorsion admissible sur une image doit être entièrement réservée aux récepteurs pour pouvoir réduire leur prix de revient; l'émetteur doit donc être quasi parfait.

3° *Sécurité et commodité d'exploitation.* — Afin d'assurer la sécurité d'exploitation :

Tous les dispositifs électriques, dont le réglage semble être critique ou susceptible de se modifier en fonction du temps, ont été éliminés.

Tous les tubes, y compris les tubes terminaux, sont du type classique. On a abouti ainsi à un jeu de tubes robustes, facilement démontables, sans circuits compliqués d'eau et dont l'approvisionnement ne pose pas de problèmes. Le prix du jeu de tubes est relativement bas.

L'émetteur est muni d'une baie de maintenance qui permet un contrôle facile des performances techniques à l'émission et la localisation rapide de l'étage défaillant en cas de panne. Tous les étages vidéo, synchro et H. F. à large bande sont munis de prises de contrôle à basse impédance. Un commutateur permet de contrôler, soit l'image, soit la forme des signaux, en tout point de la chaîne.

Dans le chapitre IV, nous donnerons plus de détails sur la composition de la baie de maintenance et sur la façon de l'utiliser.

Les performances techniques de l'émission ont été rendues stables et peu sensibles au vieillissement des tubes et aux variations des tensions d'alimentation grâce à l'emploi généralisé du principe de la contre-réaction.

Au cours de la description de l'émetteur, nous aurons d'ailleurs l'occasion de revenir sur ce sujet.

2. Quelques aspects techniques de l'émetteur « Vision ».

2.1. Généralités. — Avant d'aborder la description plus détaillée de l'émetteur, signalons l'emploi de quelques dispositifs radioélectriques

mis au point à la Compagnie, qui ont permis une simplification du matériel et une amélioration des performances techniques.

La contre-réaction globale couramment employée dans les émetteurs de radiodiffusion, ne peut pas trouver un emploi analogue en télévision. En effet, la stabilité d'une chaîne de contre-réaction étant définie par le critère de Nyquist, d'une part, et par le théorème de Bode, d'autre part, la bande passante de la chaîne totale (étages vidéo et H. F. à large bande) devrait au moins doubler (ce qui permettrait d'obtenir un taux de contre-réaction de 10 db à l'extrémité de la bande). Or, les exigences de l'atténuation d'une bande latérale, d'une part, et les inconvénients inhérents à l'élargissement de la bande vidéo et de la bande H. F., d'autre part, ne permettent pas l'utilisation de la contre-réaction sous sa forme classique.

Toutefois, la contre-réaction, sous des aspects nouveaux, peut rendre de grands services en télévision; elle a été utilisée, en particulier, dans une chaîne composée d'un grand nombre d'étages, pour l'alignement automatique du niveau du noir.

2.2. Chaine vidéo. — La contre-réaction a été largement utilisée dans la chaîne vidéo.

Tous les petits étages sont montés avec une contre-réaction locale telle que le courant débité par les sources d'alimentation des tubes vidéo soit relativement faible, constant et pratiquement indépendant de la forme du signal vidéo.

Les étages terminaux de la chaîne vidéo fonctionnent, grâce à un montage à contre-réaction, en classe B. Ce montage a permis d'équiper toute la chaîne vidéo avec des tubes du type réception tout en fournissant, à la sortie, une tension de 300 V crête à crête aux bornes d'une capacité de 120 pF (capacité due à l'étage modulé, à la sortie du modulateur et au câblage).

La résistance interne du modulateur est de quelques ohms, ce qui rend les performances de celui-ci pratiquement indépendantes des variations de la charge du modulateur (courant de grille de l'étage modulé, variation de la capacité de sortie, etc.).

Cette conception de la chaîne vidéo a permis la suppression de sources régulées.

2.3. Chaine H. F. — Dans le cadre de la chaine H. F., on s'est penché en particulier sur les problèmes suivants :

— Rendre le neutrodynage des tubes H. F. à large bande quasi apériodique et assurer une grande stabilité à ceux-ci;

— Adapter des tubes classiques à leur utilisation comme amplificateurs à large bande et étudier des montages électriques et mécaniques de ceux-ci afin de faciliter leur démontage rapide et de passer sans difficultés d'un canal H. F. à un autre;

— Réaliser une antenne fictive simple et robuste, ayant des performances équivalentes à celles exigées des aériens;

— Étudier un duplexeur permettant une liaison entre les émetteurs Vision et Son et l'aérien par un seul feeder.

Au cours de la description, nous donnerons plus de détails sur les dispositifs en question.

DESCRIPTION DE L'ÉMETTEUR « VISION ».

1. Généralités.

Un émetteur complet de télévision (vision et son)

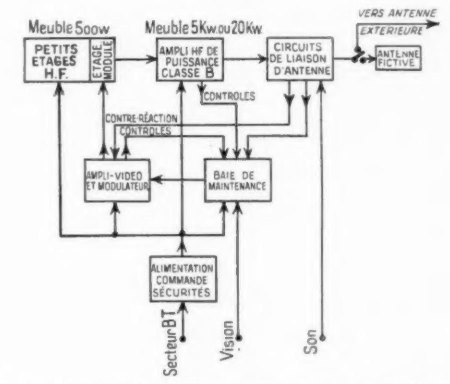


Fig. 2. — Schéma de principe d'ensemble de l'émetteur vision.

forme un bloc composé d'un certain nombre de baies juxtaposées (*fig.* 1), chaque baie se présentant sous forme d'un rack de dimensions standard.

Le nombre de baies est fonction de la puissance de l'émetteur : trois baies pour 500 W, cinq baies pour 5 kW et sept baies pour 20 kW.

Le matériel d'émission est disposé sur des platines ou dans des blocs amovibles cachés par des portes avant et arrière.

L'exploitation normale s'effectue toutes portes fermées, le contrôle pouvant être assuré, soit de la baie de maintenance, soit d'un pupitre spécial.

Du point de vue radioélectrique, on peut diviser l'émetteur vision en quatre parties distinctes :

1° La chaîne H. F.;

2° La chaîne synchro-vidéo;

3° L'aérien et les organes de liaison;
4° L'alimentation électrique.

La baie de maintenance et, éventuellement, le pupitre de contrôle forment des blocs indépendants.

La figure 2 donne le schéma de principe de l'ensemble.

2. Chaîne H. F. (*fig.* 3).

2.1. Description générale. — La chaîne comprend :

— Un oscillateur à quartz;
— Deux ou trois étages multiplicateurs de fréquence suivant la bande utilisée (deux pour la bande 41-85 Mc/s et trois pour la bande 174-216 Mc/s);
— Deux étages d'amplification H. F., classe C.

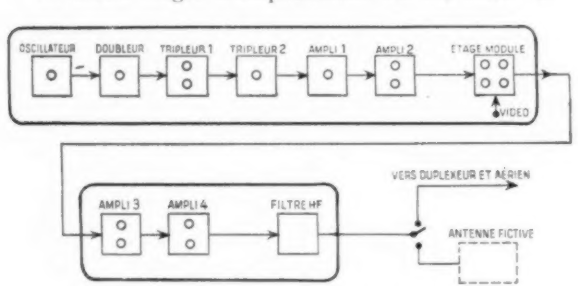


Fig. 3. — Schéma de principe de la chaîne H. F. de l'émetteur vision.

Toute cette chaîne, précédant l'étage modulé, est surexcitée, la tension de sortie est stable et pratiquement indépendante des variations de la tension du secteur et elle est à l'abri des modulations parasites dues aux résidus de filtrage des sources d'alimentation.

— L'étage modulé est équipé soit avec quatre tubes QB 3/300 Philips pour 500 W crête, soit avec deux tubes QBL 5/3500 Philips pour 5 kW crête. La modulation synchro-vidéo est appliquée aux grilles de l'étage final.

Pour les émetteurs de 20 kW, l'étage modulé est suivi d'un étage d'amplification à large bande équipé avec des tubes TBW 6/6000 Philips.

Les tubes équipant les petits étages H. F., jusqu'à 500 W, sont à refroidissement naturel. Les tubes de 5 et de 20 kW sont à refroidissement forcé par air tant que le canal H. F. ne dépasse pas 8 Mc/s et par eau pour un standard exigeant un canal H. F. supérieur à 8 Mc/s. Le modèle des tubes est le même dans les deux cas.

2.2. Neutrodynage a large bande des tétrodes. — Les étages 500 W et 5 kW étant équipés avec des tétrodes, le problème de neutrodynage à large bande s'est posé. La solution classique consiste à accorder l'inductance interne de l'écran par une capacité série.

Ce neutrodynage est sélectif et ne donne pas entière

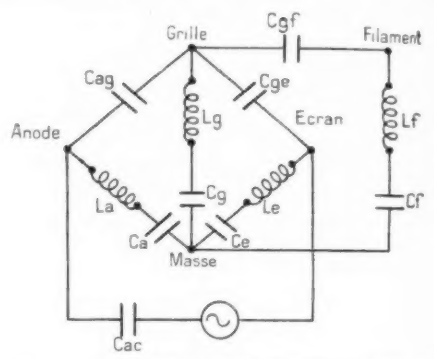


Fig. 4. — Neutrodynage apériodique des tétrodes (1re variante).

L_a, L_e, L_g, L_f, selfs totales anode-masse, écran-masse, grille-masse et filament-masse (internes + externes); C_{ge}, C_{ga}, C_{gf}, C_{ae}, capacités internes grille-écran, grille-anode, grille-filament et anode-écran; C_f, capacité externe en série avec le filament pour accorder L_f sur la fréquence de fonctionnement; C_f est facultatif et ne sert que pour éviter une réaction électronique due au courant cathodique du tube qui est toujours de second ordre.

satisfaction en « Vision » H. F. pour une bande de 14 Mc/s environ.

En assimilant la tétrode à un pont constitué par des inductances et par des capacités, on peut démontrer qu'en réalisant l'équilibre du pont (*fig.* 4), le neutrodynage du tube est quasi apériodique.

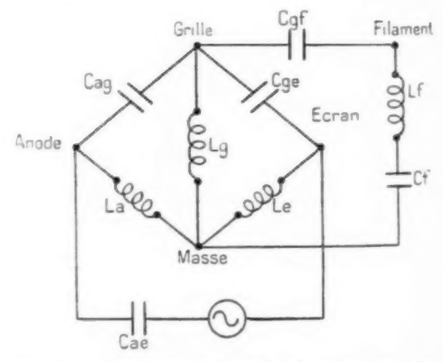


Fig. 5. — Neutrodynage apériodique des tétrodes (2e variante).

La condition d'équilibre du pont est

(1) $$\frac{L_a}{L_e} = \frac{C_{ge}}{C_{ag}}.$$

Si, pour des raisons d'accord des circuits d'entrée et de sortie, on est obligé d'ajouter des capacités C_a, C_e et C_g en série avec les inductances des électrodes, le schéma du pont devient celui de la figure 5.

Les conditions d'équilibre du pont deviennent

$$\frac{L_a}{L_e} = \frac{C_{ge}}{C_{ag}} = \frac{C_e}{C_a}. \tag{2}$$

Ces équations sont également indépendantes de la fréquence. L'accord du circuit d'entrée est donné par les relations suivantes :

$$L_g\omega - \frac{1}{C_g\omega} = \frac{1}{\delta\omega}, \tag{3}$$

$$\delta = C_{gf} + \frac{C_{ge} + C_{ga}}{1 - L_a C_{ag}\omega^2}. \tag{4}$$

L'accord du circuit de sortie peut se calculer par les équations suivantes :

$$(L_a + L_e)\omega - \frac{C_a + C_e}{C_a C_e \omega} = \frac{1}{\gamma\omega}, \tag{5}$$

$$\gamma = \frac{C_{ag}C_{ge} + C_{ag}C_{ae} + C_{ge}C_{ae}}{C_{ag} + C_{ge}}. \tag{6}$$

2.3. Neutrodynage des triodes avec grilles a la masse. — Le neutrodynage classique des triodes avec grilles à la masse consiste à intercaler en série avec l'inductance des grilles une capacité dont la réactance combinée avec celle de l'inductance de grille ait la valeur :

$$\begin{aligned} X_N &= -\frac{X_{gf}X_{ag}}{X_{af} + X_{ag} + X_{gf}} \\ &= \frac{jC_{af}}{(C_{ag}C_{gf} + C_{af}C_{gf} + C_{af}C_{ag})\omega}. \end{aligned} \tag{7}$$

Au cours des essais on a pu se rendre compte que pour un montage rationnel des tubes de puissance, il n'est pas indispensable de réaliser la condition (7). Une mise à la masse des grilles par une capacité suffisamment élevée et exempte d'inductance assure une bonne stabilité à l'étage et rend la réaction négligeable entre la sortie et l'entrée de l'étage.

2.4. Puissance utile des tubes H. F. a large bande. — La liaison entre la sortie de l'étage final et le feeder est réalisée par deux circuits accordés sur la même fréquence (au centre du canal H. F.) et couplés entre eux au couplage transitionnel. Soit :

Q_1, le coefficient de surtension du primaire chargé;
Q_2, le coefficient de surtension du secondaire;
B, la bande passante H. F. à 3 db;
F, la fréquence porteuse;
Z_a, l'impédance de charge par anode.

Entre ces grandeurs, on a les relations suivantes :

$$Q_2 = \frac{F}{\sqrt{2}.B}, \tag{8}$$

$$Q_1 = 2Q_2, \tag{9}$$

$$Z_a = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi BC_a}, \tag{10}$$

avec $C_a = C_{ag} + C$ paras. anode et C_{ag}, capacité anode-grille.

La puissance utile crête par tube est donnée par la formule

$$P_{\text{ut max}} = Z_a I_{1\,\text{eff}}^2 = V_{\text{eff}} I_{1\,\text{eff}}, \tag{11}$$

dans laquelle :

$I_{1\,\text{eff}}$, valeur efficace de la composante fondamentale correspondant au régime de puissance crête;

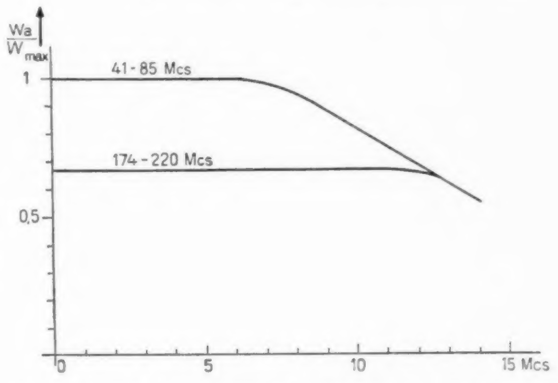


Fig. 6. — Courbe de variation de la puissance utile en fonction de la bande passante H. F. à 3 db.

$I_{1\,\text{eff}} = \frac{I_{\max}}{2\sqrt{2}}$ ($I_{\max}$ = valeur admissible du courant anodique;

V_{eff} valeur efficace de la tension H. F. anodique en régime de puissance crête.

Tant que

$$(\sqrt{2}\,Z_a I_{1\,\text{eff}}) < V_{\text{continu anode}} - V_{\text{déchet min}},$$

la réduction de la bande B est accompagnée d'une augmentation de la puissance utile.

Par contre, à partir du moment où $(\sqrt{2}\,Z_a I_{1\,\text{eff}})$ a atteint la valeur $(V_{\text{continu anode}} - V_{\text{déchet}})$, la réduction de la bande B ne permet pas une augmentation de la puissance utile. La courbe P_{ut} en fonction de B est donnée sur la figure 6.

Les courbes ne sont pas identiques pour la bande 41-85 Mc/s et pour celle de 174-216 Mc/s, la tension continue d'anode admise par le constructeur de tubes

étant supérieure dans la bande 41-85 Mc/s à celle de la bande 174-216 Mc/s.

Nota. — A cette puissance, il faut ajouter celle transférée grâce au montage de grilles à la masse.

Le gain en puissance d'un étage à excitation cathodique peut se calculer à partir de la formule

$$G = \frac{SZ_a}{2}, \qquad (12)$$

Z_a, impédance de charge anodique;
S, pente du tube en classe A.

3. Chaîne synchro-vidéo.

Nous donnons la description de la chaîne vidéo pour une transmission en positif. Pour un standard en négatif, le fonctionnement de la chaîne ne subit que de légères modifications.

3.1. Fonction. — Le rôle de la chaîne consiste à :

a. Porter le niveau du signal vidéo de 0,5 V à l'entrée (niveau normalisé = 0,75 V) à 200 V environ à la sortie du modulateur pour pouvoir atteindre le niveau de crête (régime du blanc pour une modulation positive;

b. Suramplifier la synchro (passer du rapport synchro 3/1 à l'entrée à 2/1 à la sortie) pour assurer une suppression quasi totale de la H. F. pendant la transmission des tops; le niveau de la synchro à la sortie est de 100 V environ;

c. Permettre le réglage manuel du niveau du noir;

d. Maintenir le niveau du noir constant à la sortie de l'émetteur, aussi bien en fonction des variations de la teinte moyenne de l'image que des variations éventuelles du niveau de synchronisation à l'entrée. Ce dernier peut varier entre 0,1 V et 1 V, le niveau normalisé étant égal à 0,25 V;

e. Permettre l'atténuation progressive et totale de la vidéo, ainsi que le réglage du gain de la chaîne selon le niveau d'entrée, et ceci sans modification du niveau du noir à la sortie;

f. Les performances générales de la chaîne vidéo sont spécifiées plus loin.

3.2. Description de la chaine. — On peut distinguer :

a. La chaîne d'amplification vidéo;
b. La chaîne synchro;

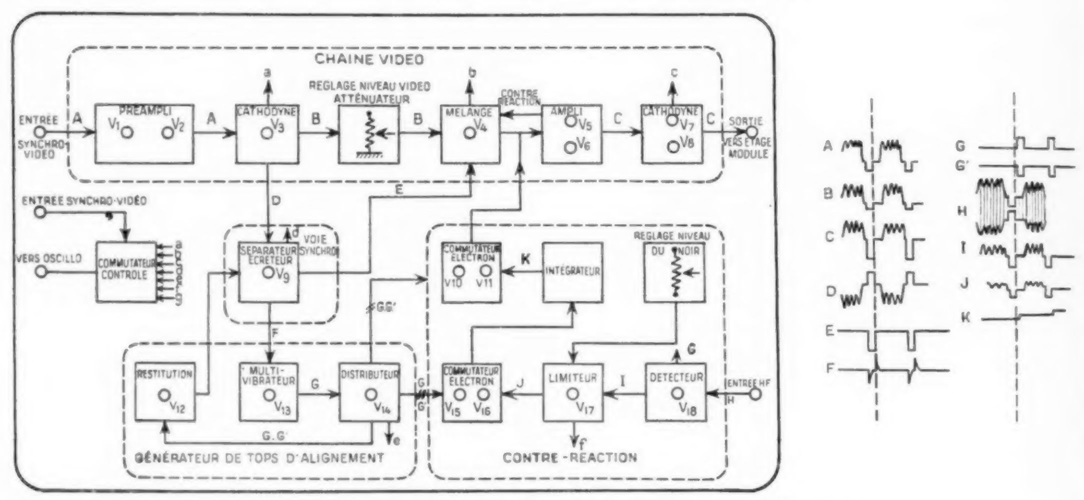


Fig. 7. — Schéma de principe de la chaîne vidéo de l'émetteur vision.

c. La chaîne de contre-réaction;
d. Le générateur des tops d'alignement.

a. La chaîne vidéo (*fig.* 7). — Elle comprend :

— Un préamplificateur (deux tubes V_1 et V_2) muni d'une contre-réaction locale;

— Un cathodyne chargé par l'atténuateur vidéo (V_3);

— Un étage mélangeur (V_4) permettant la réinjection et l'écrêtage de la synchro;

— Un amplificateur à contre-réaction locale constitué par deux tubes (V_5 et V_6) travaillant en opposition de phase en classe AB;

— Un cathodyne de sortie classe B (V_7 et V_8).

b. La chaîne synchro. — Pour mieux séparer la

synchro du signal complet, on amplifie d'abord ce dernier dans le préamplificateur V_1-V_2.

Le signal complet est prélevé sur une charge additionnelle placée dans le circuit anodique du cathodyne V_3. La synchro est isolée dans la séparatrice (premier élément de la lampe double V_9), puis réinjectée dans la chaîne vidéo au niveau de la mélangeuse V_4. Ce dernier tube assure, par un écrêtage, un niveau constant de la synchro à la sortie. En réglant le seuil de l'écrêtage, on peut faire varier le rapport synchro à la sortie.

c. La chaîne de contre-réaction. — L'alignement du niveau du noir à l'émission par un « clamping » classique consiste à ramener périodiquement à la cadence de la fréquence-ligne la grille d'un tube vidéo à un potentiel fixe moyennant un commutateur électronique et à conserver par la suite la composante moyenne du signal.

Ce système n'est pas exempt de défauts.

En particulier, les étages vidéo et H. F. à large bande, qui suivent l'étage sur lequel s'effectue l'alignement, doivent transmettre sans défaut la composante moyenne et les variations lentes du signal. Or ceci implique, pour ces étages, des sources régulées ou éventuellement des sources à impédance constante dans toute la bande vidéo.

En prenant toutes les précautions voulues, il est difficile, dans ces conditions, d'obtenir une stabilité du niveau du noir à la sortie supérieure à 5 %.

Par contre, en utilisant une chaîne de contre-réaction, on peut stabiliser le niveau du noir à 1 % près tout en économisant sur les alimentations des étages terminaux et sur leurs filtres.

La chaîne de contre-réaction comprend un détecteur V_{18} qui détecte la H. F. prélevée à la sortie de l'émetteur. Le signal vidéo détecté (*I*) est d'abord écrêté dans le limiteur V_{17} qui ne conserve du signal que ce qui entoure le niveau du noir (*J*).

Un commutateur électronique (V_{15} et V_{16}) ne boucle la chaîne de contre-réaction que pendant la transmission du palier arrière des signaux de synchronisation. La tension de contre-réaction passe ensuite par un réseau dont les constantes de temps sont déterminées par les conditions de stabilité.

Enfin, un deuxième commutateur électronique (V_{10} et V_{11}) libère, durant la transmission de la ligne, l'étage V_4 de la charge supplémentaire que constituerait le réseau intégrateur.

Le niveau du noir de l'émetteur peut être réglé manuellement par une tension continue ajoutée à la tension de contre-réaction.

Le taux de stabilisation atteint par la boucle de contre-réaction peut dépasser 20 db.

d. Générateur des tops. — Les commutateurs électroniques de la contre-réaction sont actionnés par les tops (*G* et *G'*) provenant d'un multivibrateur (V_{14}) synchronisé par le front arrière des tops de synchro, après léger retard.

Ces tops sont répartis symétriquement par le distributeur (V_{14}). Ils servent également à restituer la composante continue sur la grille de la séparatrice (V_9) à l'aide d'une double diode (V_{12}).

4. Organes de liaison entre l'émetteur et l'aérien.

Ces organes de liaison comprennent :

— Un filtre d'atténuation de bande;
— Un duplexeur permettant l'attaque simultanée de l'aérien par les émetteurs « Vision » et « Son ».
— Une antenne fictive (pour mesures).

4.1. Filtre d'atténuation de bande. — *a. Schéma de principe du filtre.* — A titre d'exemple,

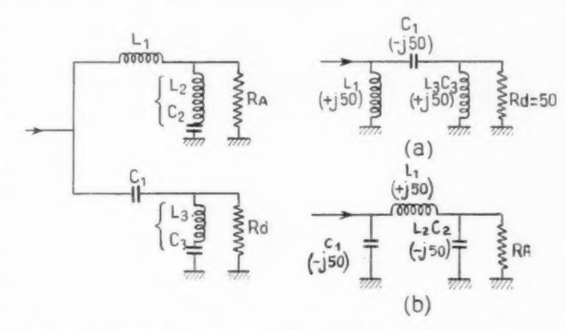


Fig. 8. — Schéma de principe du filtre de suppression de bande. Schéma équivalent : *a.* A 204 Mc/s; *b.* A 200 Mc/s.

nous allons décrire le filtre réglé pour le canal 188 à 202 Mc/s.

Celui-ci est réalisé pour une fréquence-porteuse « Vision » égale à 200 Mc/s environ et pour un feeder d'impédance caractéristique de 50 Ω (*fig.* 8). Il comprend :

— Un filtre passe-bas transmettant à l'antenne R_A la bande latérale inférieure, ainsi qu'une partie de la bande latérale supérieure et un filtre passe-haut, transmettant la bande latérale supérieure vers une résistance de dissipation R_d.

L_1 et C_1 sont calculés de façon à avoir respectivement une réactance selfique et capacitive de 50 Ω à 202 Mc/s.

L_2 et C_2 résonnent en série à 204 Mc/s et présentent une réactance capacitive de 50 Ω à 200 Mc/s.

L_3 et C_3 résonnent en série à 200 Mc/s et présentent une réactance selfique de 50 Ω à 204 Mc/s.

A 204 Mc/s, l'antenne se trouve mise en court-circuit, le filtre se comporte comme un transformateur de rapport 1, transmettant toute l'énergie à la résistance de dissipation R_d.

Par contre, à 200 Mc/s, la résistance de dissipation R_d se trouve mise en court-circuit et toute l'énergie est transmise à l'antenne R_a.

Les filtres passe-haut et passe-bas sont complémentaires et l'impédance d'entrée de l'ensemble reste pratiquement constante dans toute la bande (*fig.* 9).

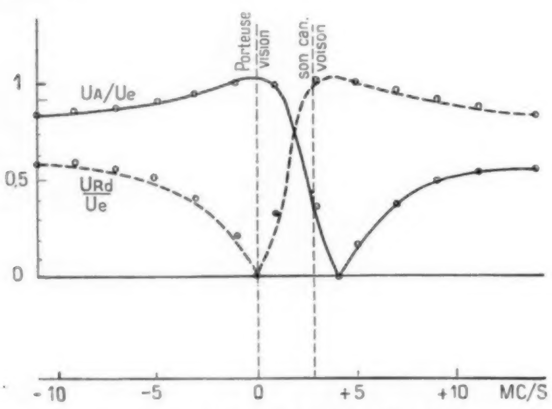


Fig. 9. — Courbes de réponse du filtre S. B.
Courbes calculées; points expérimentaux.

b. Réalisation du filtre. — Ses éléments ont été réalisés sous forme de lignes coaxiales.

L_1 et C_1 ont chacun une longueur de $\frac{\lambda}{8}$, leur impédance caractéristique est de 50 Ω. Pour L_1, la ligne est fermée en bout, pour C_1 elle est ouverte.

L_2, C_2 et L_3, C_3 sont constitués par des lignes coaxiales ayant une longueur 2 λ et une impédance caractéristique de 195 Ω. Tous les éléments sont réglables au moyen des pistons en court-circuit.

La courbe relevée expérimentalement coïncide parfaitement avec la courbe théorique aux erreurs de mesure près. On peut constater sur la figure 9, d'une part, que l'atténuation de la fréquence « Son » du canal voisin n'est pas suffisante (on obtient 8 db au lieu de 20 db) et, d'autre part, on a une remontée vers les fréquences élevées et un léger affaiblissement dans la bande utile.

Le premier défaut a été corrigé par l'adjonction d'un filtre à crevasse (notching filtre) réglé sur la fréquence « Son » du canal voisin. Les autres imperfections ont pu être corrigées grâce aux circuits H. F. à large bande de l'émetteur.

4.2. Filtre a crevasse (*fig.* 10). — Ce filtre doit permettre une forte atténuation de la fréquence « Son » du canal voisin (f_s = 202,85 Mc/s).

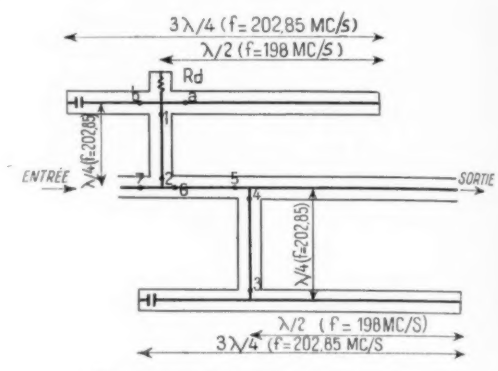


Fig. 10. — Schéma du filtre à crevasse.

Pour la fréquence à éliminer f_s = 202,85, l'impédance est infinie au point 3 et nulle au point 4. Toute l'énergie est dissipée dans la résistance R_d. Pour la fréquence f = 198 Mc/s, l'ipédance est nulle aux points 3 et 1, elle est très grande au point 4; toute l'énergie est alors transmise à l'antenne.

On a calculé, comme pour le filtre à atténuation de bande, les impédances aux différents points du filtre à crevasse, ainsi que sa courbe de réponse.

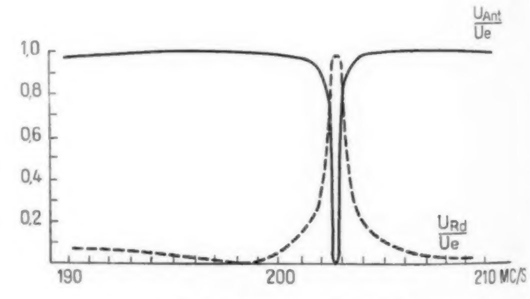


Fig. 11. — Courbe de réponse du filtre à crevasse.

Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 11.

L'impédance d'entrée du filtre est pratiquement constante dans toute la bande.

L'ensemble se comporte comme deux filtres complémentaires dont l'un dissipe l'énergie réfléchie par l'autre.

Ces courbes ont été tracées d'après les équations

$$Z_a = +j Z_c \operatorname{tg}\left(\frac{f}{198} \times 180^\circ\right), \tag{13}$$

$$Z_b = -j Z_c \operatorname{cotg}\left(\frac{f}{202,85} \times 86^\circ\right). \tag{14}$$

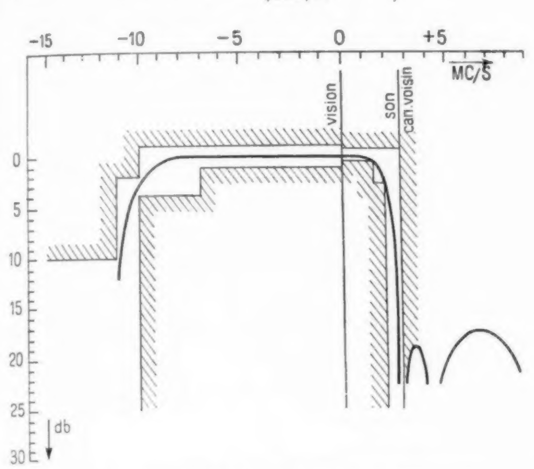


Fig. 12. — Courbe de réponse globale de l'émetteur.

La figure 12 donne la courbe de réponse globale de l'émetteur.

4.3. Antenne fictive. — *a. Généralités.* — L'antenne fictive doit présenter une impédance d'entrée réelle de 50 Ω dans toute la bande du canal utilisé.

Elle a été réalisée sous forme d'une ligne coaxiale à pertes, fermée à son extrémité. L'impédance d'entrée d'une telle ligne (*fig.* 13) est donnée par la formule (*voir* annexe I)

$$\frac{Z_e}{Z_c} = \sqrt{\frac{1 - j\frac{R}{Z_c}\frac{1}{\frac{2\pi l}{\lambda}}}{}} \times \operatorname{th}\sqrt{-4\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 + j\frac{2\pi l}{\lambda}\frac{R}{Z_c}}, \tag{15}$$

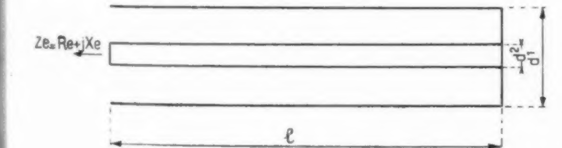


Fig. 13. — Schéma de l'antenne fictive.

R, résistance de la ligne en ohms;

Z_c, impédance caractéristique en ohms de la ligne considérée sans pertes ($R = 0$);

$$Z_c = 138 \log_{10}\frac{d_1}{d_2}, \tag{16}$$

Z_e, impédance complexe $R_e + jX_e$ à l'entrée de la ligne, en ohms;

λ, longueur d'onde en mètres;

l, longueur de la ligne en mètres.

La partie imaginaire de $\frac{Z_e}{Z_c}$ de l'équation (15) s'annule pour $\frac{l}{\lambda} = 0$ et pour $\frac{l}{\lambda} = \infty$:

Pour $\frac{l}{\lambda} = 0$, $Z_e = R$;

Pour $\frac{l}{\lambda} = \infty$, $Z_e = Z_c$.

Pour ces deux valeurs du paramètre $\frac{l}{\lambda}$, la bande passante de l'antenne fictive est infinie. Si l'on impose une bande passante limitée Δf pour laquelle le taux d'ondes stationnaires ne doit pas dépasser

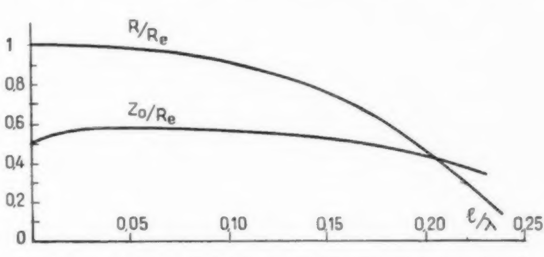


Fig. 14. — Calcul des éléments de l'antenne fictive en fonction du paramètre $\frac{l}{\lambda}$.

une certaine valeur ρ, les deux solutions correspondent à des longueurs finies et bien déterminées de l'antenne fictive.

b. Antenne fictive de faible longueur $\left(l < \frac{\lambda}{4}\right)$: Pour chaque valeur du paramètre $\frac{l}{\lambda}$ de l'équation (15) il existe un couple de valeurs de R et de Z_c pour lesquelles la partie imaginaire X_e de l'impédance d'entrée s'annule.

Sur la figure 14, on a représenté les valeurs $\frac{R}{R_e}$ et $\frac{Z_c}{R_e}$ en fonction de $\frac{l}{\lambda}$ pour $X_e = 0$.

Connaissant l'impédance d'entrée réelle de l'antenne R_e (50 Ω dans notre cas), on peut en déduire la résistance R de la ligne ainsi que son impédance caractéristique Z_c.

La longueur minimum de la résistance R est déterminée par la puissance que l'antenne fictive doit dissiper.

Une résistance tubulaire agglomérée de 20 cm

de longueur refroidie par une circulation d'eau peut dissiper 5 à 10 kW

Pour $\lambda = 1{,}5\,\text{m}$:

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{20}{150} = 0{,}133, \qquad \frac{R}{R_c} = 0{,}81 \qquad \text{et} \qquad \frac{Z_c}{R_c} = 0{,}53.$$

Pour $R_c = 50\,\Omega$, $R = 40{,}3\,\Omega$, $Z_c = 26{,}5\,\Omega$.

Connaissant $\frac{R}{R_c}$ et $\frac{l}{\lambda}$, on peut calculer d'après (15) l'impédance complexe d'entrée Z_e dans toute la

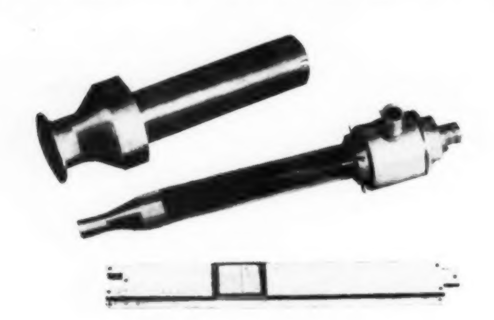


Fig. 15. — Antenne fictive 5 kW démontée.

bande utile et déterminer ainsi le coefficient de réflexion

$$(17) \qquad K = \frac{\frac{Z_e}{R_c} - 1}{\frac{Z_e}{R_c} + 1}.$$

Le taux d'ondes stationnaires est donné par

$$(18) \qquad \rho = \frac{1 + |K|}{1 - |K|}.$$

En effectuant le calcul pour $F_0 = 200$ Mc/s et $\Delta F = \pm 6$ Mc/s, on trouve aux extrémités de la bande

$$\rho < 1{,}04.$$

Une antenne fictive coaxiale a été réalisée d'après les données calculées ci-dessus (*fig.* 15) et les résultats expérimentaux ont confirmé le calcul. En particulier, le taux d'ondes stationnaires ne dépassait pas 1,05 (*fig.* 16).

c. Antenne fictive longue. — La longueur de la résistance ne doit pas dépasser environ $0{,}15\,\lambda$ (soit 22 cm pour $\lambda = 1{,}50$ m) pour un taux d'ondes stationnaires inférieur à 1,05 aux extrémités de la bande.

La puissance dissipée dans une telle résistance ne dépasse pas 10 kW environ. Pour des puissances supérieures, il faut augmenter la longueur de la résistance, or ceci conduirait à un taux d'ondes stationnaires prohibitif. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser une antenne fictive dite longue $\left(l > \frac{\lambda}{4}\right)$ (*voir* Annexe II).

Une antenne fictive a été réalisée d'après les données de l'Annexe II.

Elle est constituée par cinq résistances tubulaires de 30 Ω chacune, mises bout à bout. La longueur de chaque résistance est de 30 cm, le diamètre extérieur étant égal à 5 cm.

Le conducteur extérieur de la ligne est constitué par un tube de diamètre intérieur $d_1 = 115$ mm, l'impédance caractéristique de la ligne est égale à

$$Z_c = 138 \log_{10} \frac{d_1}{d_2} = 138 \log \frac{115}{50} = 50\,\Omega;$$

l'inductance de compensation à l'entrée de l'antenne est constituée par une ligne coaxiale réglable.

Le réglage de l'antenne s'effectue au moyen de

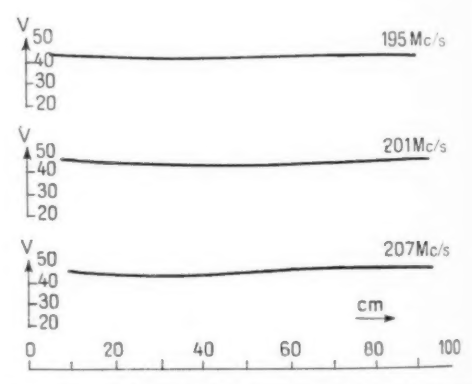


Fig. 16. — Antenne fictive courte. Ondes stationnaires.

deux paramètres réglables : la longueur de l'antenne fictive et la longueur de l'inductance de compensation.

Les mesures des ondes stationnaires effectuées sur cette antenne ont confirmé les résultats théoriques. L'antenne étant réglée à la fréquence correspondant au milieu de la bande, le taux d'ondes stationnaires aux deux extrémités de la bande utile était inférieur à 1,10.

Cette antenne, refroidie par circulation d'eau, peut dissiper une puissance supérieure à 30 kW.

4.4. Duplexeur. — C'est un dispositif permettant d'utiliser une seule antenne pour les émetteurs « Son et « Vision », sans qu'il y ait interaction entre les deux émetteurs.

Pour un encombrement donné de l'aérien on peut augmenter ainsi la puissance rayonnée vers l'horizon des émetteurs « Son » et « Vision ».

Le duplexeur utilisé dans l'émetteur télévision C. S. F. permet, en outre, d'alimenter l'antenne combinée « Son »-« Vision » par un seul câble coaxial, ce qui constitue un avantage considérable dans le cas où la distance entre l'émetteur et l'antenne est importante. C'est le cas rencontré le plus couramment, l'émetteur étant situé au pied du pylône.

Le duplexeur est constitué par des lignes coaxiales à haute surtension. Le schéma de principe est représenté figure 17 :

$$A_1A_2 = B_1B_2 = C_1C_2 = \frac{\lambda_v}{2},$$

$$A_2A_3 = B_2B_3 = C_2C_3 = \frac{3\lambda_s}{4},$$

$$AA_1 = BB_1 = CC_1 = \frac{\lambda_s}{4},$$

λ_v, longueur d'onde « Vision »;
λ_s, longueur d'onde « Son »;
$R = 50\ \Omega$.

Fig. 17. — Schéma de principe du duplexeur.

Le fonctionnement du dispositif est le suivant :

Pour la fréquence « Vision » ($F_v = 200$ Mc/s), les points A_1, B_1 et C_1 présentent une impédance nulle alors que les points A, B et C présentent une impédance infinie et la puissance de l'émetteur « Vision » est transmise à l'antenne (*fig.* 18 *a*).

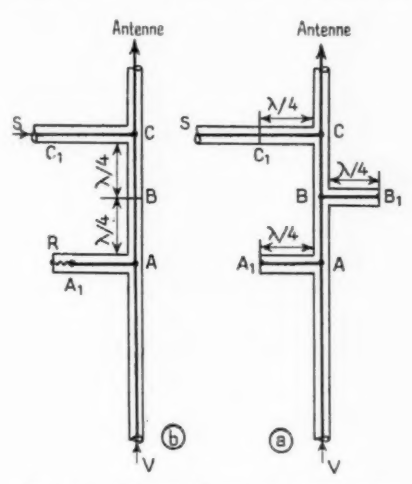


Fig. 18. — Schéma équivalent du duplexeur pour la fréquence « Vision » (*a*) et « Son » (*b*).

Pour la fréquence « Son » ($F_s = 188,85$ Mc/s), les points A_1, B_1 et C_1 présentent une impédance infinie, le point B est en court-circuit. La puissance de l'émetteur « Son » est transmise à l'antenne, le câble coaxial de l'émetteur « Vision » est terminé par la résistance *R* égale à son impédance caractéristique (*fig.* 18 *b*).

5. **Alimentation électrique.**

Comme on a pu se rendre compte au cours de la description des chaînes H. F. et vidéo, l'alimentation de ces émetteurs ne nécessite pas de précautions spéciales.

L'alimentation côté alternatif B. T. ne comporte pas de régulation, sauf celle nécessaire pour le chauffage des filaments, si la variation de la tension du secteur dépasse $\pm$ 5 %.

Grâce à l'emploi de la contre-réaction, les régulateurs électroniques à gros débit et les filtres à impédance constante ont pu être supprimés.

Le schéma de l'alimentation de l'émetteur « Vision » ressemble beaucoup à celui d'un émetteur « Son » du type Radiodiffusion.

L'émetteur est muni d'un ensemble de sécurités électriques et mécaniques nécessaire à la protection du personnel et du matériel. La mise en route et l'arrêt de l'émetteur sont assurés par une commande

automatique. Une signalisation lumineuse permet la localisation rapide d'un défaut éventuel dans l'installation.

CARACTÉRISTIQUES TECHNIQUES DES ÉMETTEURS « VISION ».

Puissance crête : 500 W, 5 kW, 20 kW.

Modulation : en amplitude, positive ou négative.

Gamme H. F. : 41 à 85 Mc/s et 174 à 216 Mc/s.

Canal H. F. : réglable entre 4,5 et 14 Mc/s avec une bande atténuée.

Bande vidéo : 10 Mc/s à $\pm$ 1 db.

Stabilité de l'onde porteuse : $\frac{\Delta F}{F} \leq \pm 10^{-5}$.

Constance du niveau du noir : $\pm$ 1,5 %.

Réponse aux signaux rectangulaires :

a. Signaux à 50 c/s : différentiation ou intégration inférieure à 3 %;

b. Signaux à fréquences élevées : durée d'établissement $<$ 40 mμs; amplitude des suroscillations, $<$ 5 %.

Courbe amplitude-amplitude. L'écart par rapport à une droite ne dépasse pas 5 %.

Rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$, $>$ 45 db.

Entrée vidéo supérieure à 0,5 V crête à crête (niveau nominal 1 V); impédance d'entrée, 75 Ω.

Taux d'ondes stationnaires : $<$ 1,1 pour tout le canal H. F.

Aérien omnidirectionnel ayant un gain en puissance allant jusqu'à 10.

Nota. — Les performances techniques des émetteurs « Son » correspondent à celles des émetteurs de radiodiffusion de haute qualité.

La puissance effective rayonnée (son et vision), compte tenu du gain de l'aérien, peut atteindre 200 kW.

BAIE DE MAINTENANCE POUR TÉLÉVISION.

1. Généralités.

Les émetteurs et les studios de radiodiffusion sonore, quoique s'appuyant sur une technique riche d'une expérience de 25 années d'exploitation, sont toujours munis de baies de maintenance, destinées au contrôle de la qualité d'émission.

La télévision, encore à ses débuts, nécessite à plus forte raison un appareillage de maintenance. Il suffit de lire les rapports d'exploitation en matière de télévision pour se rendre compte du rôle important attribué par ceux-ci aux équipements de maintenance et de contrôle.

2. Composition.

La baie se présente sous forme d'un rack standard et comprend les appareils suivants (*fig.* 19) :

— Un générateur de signaux types télévision;

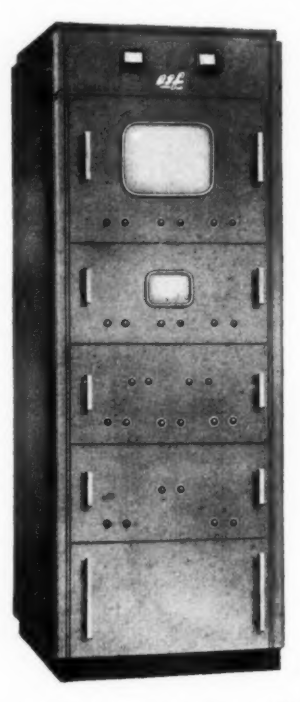


Fig. 19. — Baie de maintenance télévision.

— Un générateur modulé en fréquence de zéro à 15 Mc/s;

— Un analyseur de spectre H. F.;

— Un récepteur vidéo;

— Un oscilloscope spécial muni d'un amplificateur vidéo de haute qualité et d'un ensemble de dispositifs électriques permettant le contrôle des signaux en régime permanent et en régime transitoire.

Ces appareils peuvent, soit être montés dans la baie, soit être utilisés séparément.

3. Forme de signaux fournis par la baie.

Le générateur de signaux types donne à sa sortie les signaux représentés sur les figures 20, 21, 22,

23 et 24. La dent de scie à la fréquence-ligne (*fig.* 20), permet le contrôle de la linéarité de la modulation. Les signaux représentés sur la figure 21 permettent

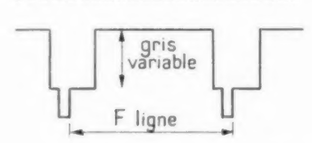


Fig. 20. — Contrôle de la linéarité de la modulation.

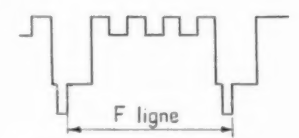


Fig. 21. — 1° Mesure de la puissance crête; 2° Réponse à la fréquence ligne.

d'effectuer la mesure de la puissance crête et de contrôler la réponse en régime transitoire aux fréquences moyennes.

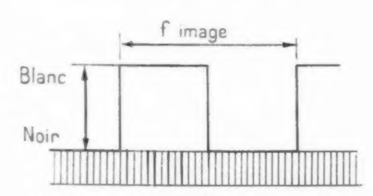


Fig. 22. — Mire électronique.

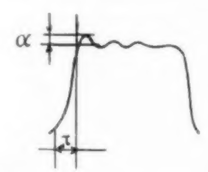


Fig. 23. — 1° Contrôle de la constance du niveau du noir; 2° Réponse aux fréquences basses.

Fig. 24. — Réponse en transitoire aux fréquences élevées : τ, durée d'établissement ; α, dépassement.

Les signaux représentés figure 22 forment une véritable mire électronique, ceux de la figure 23 assurent le contrôle de la constance du niveau du noir et indiquent la réponse aux fréquences basses. Les signaux représentés figure 24 montrent la réponse en régime transitoire aux fréquences élevées

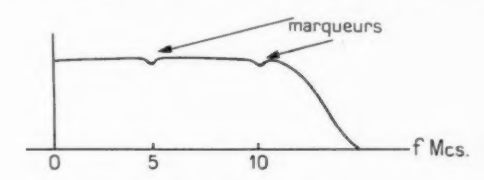


Fig. 25. — Contrôle de la bande passante vidéo avec le modulateur.

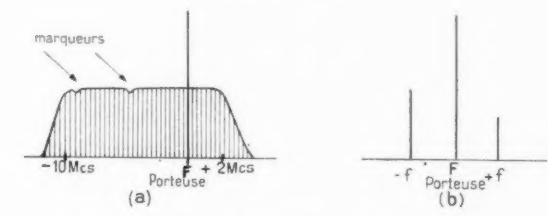


Fig. 26. — Contrôle de la courbe de réponse globale de l'émetteur.

a. Spectre complet ; *b*. Deux bandes latérales (une seule fréquence vidéo).

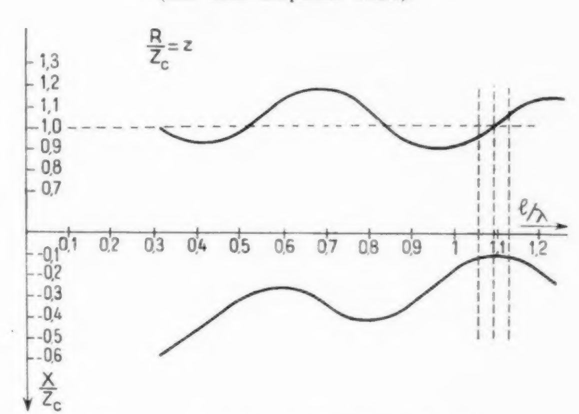


Fig. 27. — Variation de l'impédance d'entrée de l'antenne fictive longue en fonction de $\frac{l}{\lambda}$ $\left(\frac{R}{Z_c} = 3\right)$.

(durée d'établissement des signaux et des surioscillations).

Le générateur modulé en fréquence donne à l'oscilloscope une vue panoramique du spectre vidéo. En l'utilisant avec l'analyseur H. F., on obtient un contrôle rapide de la bande H. F. (*fig.* 25).

L'analyseur du spectre H. F. (*fig.* 26) permet un contrôle panoramique de la bande H. F. L'appareil donne, soit en vue spectrale (*a*), soit deux

bandes latérales correspondant à une fréquence vidéo f que l'on peut faire varier entre 0 et 15 Mc/s.

Le récepteur vidéo est un récepteur professionnel de haute qualité. Il permet un contrôle de l'image sur un tube de 25 cm pour un signal vidéo d'entrée supérieur à 0,5 V.

L'oscilloscope de mesure permet d'effectuer le contrôle visuel des signaux fournis par les trois premiers appareils de la baie.

Son amplificateur vidéo est particulièrement soigné. Sa bande passante est parfaitement constante jusqu'à 12 Mc/s, avec un taux de rebondissement inférieur à 3 %.

4. **Mode d'utilisation de la baie.**

Cette baie permet, sans secours d'appareils externes, de contrôler et de mesurer les performances essentielles de l'émetteur.

Avant chaque émission on peut, en quelques minutes, contrôler les performances de l'émetteur. Notamment :

— La bande passante de la chaîne vidéo;
— Le spectre H. F. à la sortie de l'émetteur;
— La linéarité et le taux de modulation;
— La puissance crête de l'émetteur;
— La constance du niveau du noir;
— La réponse de l'émetteur en régime transitoire.

Au cours de l'exploitation normale, on peut contrôler :

— Sur l'écran du récepteur la qualité des images à la sortie de l'émetteur et sur l'oscilloscope;
— La forme des signaux synchro-vidéo.

En cas de panne ou en cas d'une baisse de qualité des images, le commutateur de contrôle permet de localiser l'étage défaillant. S'il le faut, grâce aux signaux de la baie, on peut déterminer rapidement la nature du défaut pour identifier l'organe défaillant.

Dans un prochain article, nous donnerons une description détaillée de la baie de maintenance et des appareils qui la composent.

ANNEXE I.

L'impédance d'entrée d'une ligne en court-circuit à son extrémité est donnée par la formule

$$Z_e = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}}\ \mathrm{th}\ \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)},$$

R, résistance de la ligne ($R = R_1.l$);
L, self-inductance de la ligne ($L = L_1.l$);
C, capacité de la ligne ($C = C_1.l$);
G, perditance ($G = G_1.l$);

La perditance de la ligne est toujours négligeable dans une ligne coaxiale ayant l'air comme diélectrique $G = 0$

$$Z_e = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{jC\omega}}\ \mathrm{th}\ \sqrt{(R + jL\omega)jC} = \sqrt{\frac{L}{C}}\sqrt{1 + \frac{R}{jL\omega}}$$
$$\times\ \mathrm{th}\sqrt{-LC\omega^2\left(1 - j\frac{R}{L\omega}\right)},$$

$$L\omega = \sqrt{\frac{L}{C}}\,\frac{2\pi l}{\lambda} = Z_c\,\frac{2\pi l}{\lambda}$$

(l étant la longueur de la ligne),

$$C\omega = \frac{1}{Z_c}\,\frac{2\pi l}{\lambda},$$

$$LC\omega^2 = 4\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2,$$

$$\frac{R}{L\omega} = \frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{\frac{2\pi l}{\lambda}},$$

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = Z_c = 138\log_{10}\frac{d_1}{d_2},$$

d_1, diamètre intérieur du tube extérieur;
d_2, diamètre extérieur du tube intérieur;

$$\frac{Z_e}{Z_c} = \sqrt{1 - j\frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{\frac{2\pi l}{\lambda}}}$$
$$\times\ \mathrm{th}\sqrt{-4\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 + j\frac{R}{Z_c}\,\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

ANNEXE II.

L'impédance d'entrée d'une antenne fictive coaxiale est donnée par la formule

$$\frac{Z_e}{Z_c} = \sqrt{1 - j\frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{2\pi\frac{l}{\lambda}}}\ \mathrm{th}\sqrt{-4\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 + j\frac{R}{Z_c}\,\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Pour une antenne fictive longue, on a

$$\frac{l}{\lambda} \gg 1 \quad \text{et} \quad \frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{2\pi\frac{l}{\lambda}} \ll 1$$

le terme $\sqrt{1 - j\frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{2\pi\frac{l}{\lambda}}}$ tend vers 1 et le terme

$\operatorname{th}\sqrt{-4\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 + j\,\frac{R}{Z_c}\,\frac{2\pi l}{\lambda}}$ tend vers

$$\frac{\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c} + j\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda}}{1 + j\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda}} = \frac{\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}\left(1 + \operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}\right)}{1 + \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}} + j\,\frac{\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda}\left(1 - \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\right)}{1 + \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

On a donc

$$\frac{Z_e}{Z_c} = \frac{\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}\left(1 + \operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}\right)}{1 + \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}} + j\,\frac{\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda}\left(1 - \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\right)}{1 + \operatorname{th}^2\frac{R}{2Z_c}\operatorname{tg}^2\frac{2\pi l}{\lambda}} = R_e + j\,X_e$$

pour $\frac{l}{\lambda} > 1$.

En fonction du paramètre $\frac{l}{\lambda}$ la partie réelle R_e de cette expression oscille entre

$$\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}}.$$

et l'amplitude d'oscillations de la partie X_e est égale à :

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}} - \operatorname{th}\frac{R}{2Z_c}\right).$$

Pour réduire ces variations il suffit d'augmenter le rapport $\frac{R}{Z_c}$. Par exemple pour $\frac{R}{Z_c} = 3$ on a $\operatorname{th}\frac{R}{2Z_c} = 0{,}9$ et la partie imaginaire oscille entre $+0{,}1$ et $-0{,}1$.

Pour une valeur donnée de $\frac{R}{Z_c}$ il faut donner à la ligne une longueur l telle que la partie imaginaire de l'expression

$$1 - j\,\frac{R}{Z_c}\,\frac{1}{2\pi\frac{l}{\lambda}}$$

soit petite par rapport à 1.

On a représenté sur la figure 27, la variation de la partie réelle R_e et celle de la partie imaginaire X_e de l'impédance d'entrée Z_e en fonction de $\frac{l}{\lambda}$ pour une valeur du paramètre $\frac{R}{Z_c} = 3$.

On voit que pour $\frac{l}{\lambda} = 1{,}09$, la partie réelle $R_e = 1$ et celle-ci ne varie que de ± 5 % dans la bande. La partie imaginaire $X_e = -0{,}1$, elle est pratiquement constante dans la bande

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{X_e}{R_e} = -0{,}1 \qquad \text{et} \qquad \varphi = -5^\circ{,}7.$$

On peut améliorer les caractéristiques de l'antenne fictive en compensant l'impédance capacitive X_e par une impédance inductive branchée à l'entrée de l'antenne. L'inductance peut être constituée par une ligne coaxiale en court-circuit et plus courte que $\frac{l}{4}$.

En tenant compte de l'inductance de compensation, le taux d'ondes stationnaires dans la bande ne dépasse pas 1,08.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] H. SALINGER, *A coaxial filter for vestigial side-band Transmission in Television* (*P. I. R. E.*, mars 1941, p. 115-120).

[2] G. H. BROWN et J. W. COUKLIN, *Water-cooled resistors for ultra-high frequencies* (*Electronics*, avril 1941, p. 24-28).

[3] G. H. BROWN, *A vestigial side-band filter for use with a Television Transmitter* (*R. C. A. Review*, janvier 1941, p. 301-326).

[4] D. R. CROSBY et C. H. PENNYPACKER, *Radio-frequency resistors as uniform transmission lines* (*P. I. R. E.*, février 1946, p. 62-66).

[5] K. R. WENDT, *Television DC component* (*R. C. A. Review*, mars 1948, p. 85).

[6] D. E. MODE, *Low pas filters using coaxial transmission lines as elements* (*P. I. R. E.*, novembre 1948, p. 1376-1384).

[7] P. SMITH, *Line by line black-level control of television signals* (*Marconi Review*, vol. 13, nº 97, 2nd quarter 1950, p. 81).

[8] V. J. COOPER, *Shunt regulated amplifier* (*Wireless Engineer* 28, nº 332, mai 1951, p. 132).

[9] H. E. GIHRING, *Practical consideration in the use of Television Super Turnstile and Super-gain Antennas* (*R. C. A. Review*, juin 1951, p. 159).

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS

55, Quai des Grands-Augustins, PARIS

141 777

Le Gérant : L. P. BOULANGER.

